

الدكتور

مكي السي

أستاذ في كلية العلوم بجامعة دمشق

حسن يوسف الدوي

المدخل إلى الفيزياء النووية

حقوق الطبع والتأليف والنشر محفوظة لجامعة دمشق

١٤٠٢ - ١٤٠٣ هـ

١٩٨٢ - ١٩٨٣ م

- مطبعة ابن حيان

دمشق

بسم الله الرحمن الرحيم

تصدير

هذا الكتاب هو حصيلة المحاضرات التي أقيمتها على طلاب السنة الرابعة في كلية العلوم بجامعة دمشق في العامين الدراسيين ١٩٨٠/٨١ و ١٩٨١/٨٢ .

وهو ، كما يدل اسمه ، كتاب أولي أعد لطلاب لم يسبق لهم ان درسوا الفيزياء النووية . ولهذا كان من الطبيعي الاكتفاء بعرض أبرز الوقائع المشاهدة تجريبيا ومحاولة تفسيرها بأبسط الطرق وأقصرها دون التعرض لطرائق الميكانيك الكوانتي كما تفعل كتب الفيزياء النووية النظرية .

وبطبيعة الحال كان لابد من تغطية المنهاج المقرر رسميا . إلا أنني أضفت إلى ذلك فصلا قصيرا عن وحدات الإشعاع وآثاره البيولوجية ، لأهمية الموضوع . وأوردت في نهاية الكتاب قائمة بأهم المصطلحات العلمية الواردة فيه منسوقة على حروف المعجم مع ما يقابلها في الانكليزية ، وجعلت الخاتمة ثبت المراجع .

دمشق ، الجمعة في ١٦ ربيع الاول ١٤٠٣ هـ الموافق ٣١ كانون الاول ١٩٨٢ م

مكي الحسني

مكي يوسف الدروبي

منهاج مقرر ((الفيزياء النووية))

للسنة الرابعة : ر.ف + ف.ك - ٣ ساعات اسبوعيا

- ١ - الخصائص العامة للنواة (طاقة الارتباط) * .
- ٢ - القوى النووية .
- ٣ - (التفكك النووي والسلاسل المشعة) والنشاط الاشعاعي .
- ٤ - التفاعلات النووية والنماذج النووية .
- ٥ - تفاعلات الانشطار النووي والاندماج ، وفكرة عن المفاعل النووي .
- ٦ - الكشف عن الاشعاعات النووية (واجهزة الكشف) .
- ٧ - الجسيمات الأولية .
- ٨ - السرعات .

(*) وضعت بين قوسين العبارات التي يمكن حذفها دون أن يتغير مضمون منهاج :
فطاقة الارتباط خصيصة مهمة من خصائص النواة، والكشف لا يتم إلا بالأجهزة.

حاشية المؤلف

الفهرس

الفصل الأول : نواة الذرة

- ١ - ١ - قياس كتل النوى الذرية .
- ١١ - ٢ - النظائر .
- ١٣ - ٣ - الجسيمات المكونة للنوى الذرية .
- ١٦ - ملاحظة حول السلم الفيزيائي للأوزان الذرية .
- ١٧ - ٤ - بعض النظاميات الملاحظة لدى النظائر المستقرة .
- ١٩ - ٥ - طاقة ارتباط النوى .
- ٢٥ - ٦ - القوى النووية .
- ٣٠ - ٧ - نصف قطر النواة .
- ٣١ - ٨ - نموذج النواة القطرة .
- ٣٢ - ٩ - الصيغة نصف التجريبية لطاقة ارتباط النوى .
- ٣٦ - ١٠ - العلاقة بين شحنة النواة وعدد نكلوناتها في النوى المستقرة .
- ٣٨ - ١١ - نموذج النواة ذات الطبقات .
- ٤٠ - ١٢ - سويات الطاقة في النواة .
- ٤٤ - ١٣ - سبين النواة وعزمها المغنطيسي .
- ٤٨ - ١٤ - العزم الكهربائي الرباعي للنواة .

الفصل الثاني : النشاط الإشعاعي .

- ٥٢ - ١ - ٢ تعاريف .
- ٥٢ - ٢ - القانون الزمني للنشاط الإشعاعي .
- ٥٥ - ٢ - ٣ النشاط أو معدل التفكك (التلاشي) .
- ٥٧ - ٢ - ٤ التوازن الإشعاعي .
- ٦٥ - ٢ - ٥ قوانين الانحفاظ في التحولات الإشعاعية .

٦٧	٢ - ٦ -	انماط النشاط الإشعاعي - النمط الفا .
٧٤	٢ - ٧ -	النمط بيتا .
٧٧	٢ - ٨ -	النمط غاما .
٧٨	٢ - ٩ -	الانقلاب الداخلي .
٧٩	٢ - ١٠ -	الإيزوميرية النووية .
٨١	٢ - ١١ -	النشاط الاشعاعي للنترون .
٨٢	٢ - ١٢ -	النشاط الاشعاعي الصناعي .
	٢ - ١٣ -	شكل آخر للنشاط الاشعاعي من النمط β : أسر الالكترن K .
٨٦	٢ - ١٤ -	استقرار النوى بالنسبة الى التفكك الإشعاعي .
٩٦	٢ - ١٥ -	أسر (سلاسل) العناصر المشعة .
١٠٢	٢ - ١٦ -	عمر الأرض .

الفصل الثالث : التفاعلات النووية والانشطار النووي

١٠٤	٣ - ١ -	تعاريف ومعلومات عامة .
١٠٧	٣ - ٢ -	النواة المركبة .
١١٠	٣ - ٣ -	انماط التفاعلات النووية .
١١٠	أ -	تفاعل الأسر .
	ب -	التفاعلات النووية التي يصاحبها إصدار جسيمات مشحونة .
١١١	ج -	التفاعلات النووية التي يرافقها انبعاث النترونات .
١١٤	٣ - ٤ -	قوانين الانحفاظ في التفاعلات النووية .
١١٤	أ -	قانون انحفاظ الطاقة - طاقة التفاعل النووي .
١١٧	ب -	قانون انحفاظ الاندفاع - حساب طاقة عتبة التفاعل .
	ج -	قانون انحفاظ عزم الاندفاع (الاندفاع الزاوي أو العزم الحركي) .
١٢٠	د -	قوانين انحفاظ أخرى .
١٢٠	٣ - ٥ -	مقطع التفاعل σ وعرض السوية Γ .
١٢٣	٣ - ٦ -	التفاعلات النووية التي تحدثها النترونات .

١٢٧	٣ - ٧ - انشطار النوى .
١٣٢	٣ - ٨ - انشطار النوى القسري .
١٣٥	٣ - ٩ - شظايا الانشطار .
١٣٧	٣ - ١٠ - النترونات الثانوية .
١٣٧	٣ - ١١ - النترونات المتأخرة .
١٣٩	٣ - ١٢ - الطاقة المتحررة عند الانشطار .
١٤١	٣ - ١٣ - التفاعل النووي المتسلسل .
١٤٦	٣ - ١٤ - المفاعل النووي .
١٤٩	٣ - ١٥ - المحطات الكهربائية النووية .
١٤٩	٣ - ١٦ - الاندماج النووي - التفاعلات النووية الحرارية .

الفصل الرابع : الجسيمات الأولية

١٥٣	٤ - ١ - الفوتونات .
١٥٤	٤ - ٢ - الليبتونات .
١٥٥	٤ - ٣ - الميزونات .
١٥٥	٤ - ٤ - الباريونات .

الفصل الخامس : كشف الإشعاع وقياسه

١٥٩	٥ - ١ - طرائق التأين لكشف الإشعاع الجسيمى وقياسه .
١٦١	٥ - ٢ - المنحني المميز « فولت - امبير » للانفراغ في الغاز .
١٦٤	٥ - ٣ - حجرة التأين .
١٦٧	٥ - ٤ - العائدات التناسبية .
١٧٢	٥ - ٥ - عداد غايغر - مولر .
١٧٤	٥ - ٦ - عداد الوميض .

الفصل السادس : السرعات

١٧٧	٦ - ١ - السرعات المستقيمة .
١٧٧	٦ - ٢ - مولد فان دي غراف الكهراكدي .
١٧٩	٦ - ب - السرعات التجاوبي المستقيم .

- ٦ - ٢ - السرعات الدائرية (الرحوية) .
 ١٨٠ آ - السيكلوترون والسنكروترون .
 ١٨٤ ب - السنكروترون البروتوني .
 ١٨٥ ج - البيتاترون .

الفصل السابع : وحدات الإشعاع وخطاره البيولوجية

- ٧ - ١ - التعرض - الرونتغن .
 ٧ - ٢ - جرعة الإشعاع الممتصة - الغري والراد .
 ٧ - ٣ - الجرعة المكافئة - السيفرت والريم .
 ٧ - ٤ - أخطار الإشعاع .

- الملحق الأول : الجدول الدوري للعناصر الكيميائية .
 ١٩٤
 الملحق الثاني : قائمة جزئية بالنظائر .
 ١٩٦
 الملحق الثالث : فهرس المصطلحات العلمية منسوقة على حروف المعجم .
 ٢٠٣
 الملحق الرابع : ثبت المراجع .
 ٢٠٩

الفصل الأول

نواة الذرة

١ - ١ - قياس كتل النوى الذرية .

إن شحنة نواة الذرة هي من أهم مميزات الذرات والنوى الذرية ، وتحدد قيمة هذه الشحنة عدد الالكترونات في الذرة ، وتشكيلات هذه الالكترونات ، وقيمة الحقل الكهربائي داخل الذرة وطابعه ، هذا الحقل الذي تتوقف عليه الخصائص الفيزيائية والكيميائية للذرات .

اما الثابتة الثانية المهمة جدا في نواة الذرة فهي الكتلة . فمن المعروف ان كتلة الذرة برمتها تقريبا مركزة في نواتها إذ تؤلف كتلة الالكترون $\frac{1}{1836}$ فقط من كتلة ذرة الهيدروجين . وفي الذرات الأخرى يكون نصيب الالكترونات $\frac{1}{4000}$ تقريبا من كتلة الذرة . إلا ان المقدار الذي يمكن تعيينه مباشرة من المعطيات التجريبية ليس كتلة النواة بل كتلة الذرة بأكملها (بـل ، بالادق ، كتلة الايون اي كتلة الذرة مطروحا منها كتلة الالكترون) . وبما ان عدد الالكترونات (الموجودة في ذرة تحمل نواتها الشحنة Ze) معروف فإنه يمكن حساب كتلة النواة بطرح كتلة الالكترونات من كتلة الذرة (١) .

هناك علاقة مباشرة بين كتلة الذرة m مقدرة بالغرام $m(g)$ والكتلة الذرية الغرامية $M(g)$ وهي :

(١) عند تشكل الذرة من نواة والكترونات تتحرر طاقة . إلا أن مقدار هذه الطاقة صغير ولهذا يفض النظر عنها عادة .

(٢) الاوزان الذرية هي الاوزان النسبية للذرات (فهي اعداد عديمة الأبعاد ولا وحدة لها) أي منسوبة الى وزن إحدى الذرات باعتباره عيارا . أما كتلة الذرة الغرامية فتقدر بالغرامات وتساوي ، عدديا فقط ، الوزن الذري .

$$M(g) = N_A \cdot m(g) \quad (1-1)$$

حيث M كتلة ذرة غرامية واحدة و N_A عدد أفوغادرو .
وفي وسعنا التعبير عن m :

(أ) باستخدام **السلم المطلق** المرتبط بالغرام ، فنجد من (1-1) أن كتلة ذرة الكربون C^{12} مثلا تساوي :

$$m(C^{12}) = \frac{M(C^{12})}{N_A} = \frac{12}{6,022 \cdot 10^{23}} = 1,993 \cdot 10^{-23} \text{ g} .$$

ونادرا ما يستعمل هذا السلم بسبب المضروب الأسّي ، ولكون الدقة في قيمة m تتوقف على الدقة في قيمة N_A .

(ب) باستخدام **السلم النسبي** للأوزان الذرية مستفيدين من حقيقة التناسب بين الكتلة الذرية الغرامية وكتلة الذرة (انظر العلاقة (1-1)) . فنختار وحدة قياس الكتلة ، المسماة **وحدة الكتل الذرية** (و كذا amu أو اختصارا u) بحيث يعبر بها عن كتلة الذرة $m(u)$ بنفس العدد المعبر عن الكتلة الذرية الغرامية (أي بنفس العدد المعبر عن الوزن الذري) أي بحيث يكون :

$$m(u) = M(g) \quad \text{عدديا فقط !}$$

وقد اصطلح منذ عام ١٩٦١ على اعتبار الوزن الذري لنظير الكربون C^{12} أساسا لسلم الأوزان الذرية ومساويا بالضبط العدد ١٢ أي :

$$C^{12} = 12,000\ 000 \dots$$

بحيث تكون الكتلة الذرية الغرامية للنظير C^{12} مساوية :

$$M(C^{12}) = 12,000\ 000 \text{ g}$$

وعلى هذا تكون كتلة ذرة النظير المذكور مساوية :

$$m(C^{12}) = 12,000\,000\,u$$

وتكون بالتالي و.ك.ذ (u) مساوية بالتعريف $\frac{1}{12}$ من كتلة ذرة النظير C^{12} اي :

$$1\,u \equiv \frac{1}{12} m(C^{12}) \quad (1-2)$$

ولمعرفة قيمة u بالفغرام نستفيد من (1-1) حيث :

$$m(C^{12}) (g) = \frac{M(g)}{N_A} = \frac{12}{N_A} g$$

فنجذ من هذه المعادلة ومن (1-2) :

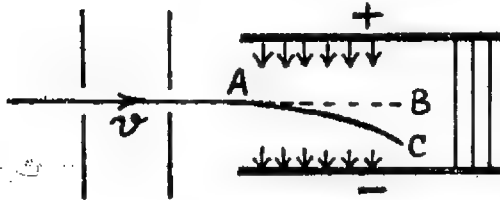
$$1\,u = \frac{1}{12} \frac{12}{N_A} g = \frac{1}{N_A} g \cong 1,66 \cdot 10^{-24} g \quad (1-2')$$

ويكون لدينا على العموم :

$$m(g) = m(u) \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} g \quad (1-3)$$

يجري تعيين كتل الذرات بدراسة حركة ايونات هذه الذرات في الحقلين الكهربائي والمغناطيسي . ولفهم مبدأ « عملية الوزن الكهروضوئية » لايونات علينا أن ندرس حركتها في حقلين **منتظمين** كهربائي ومغناطيسي .

لنفترض أن حزمة الايونات تدخل حقلا كهربائيا منتظما بحيث تعامد خطوطه (الشكل 1-1) . فتتحرك الايونات بتأثير الحقل وفق المنحني AC بدلا من الاستقامة AB . وتكون القوة التي تزيح الايونات وفق خطوط الحقل ثابتة في القيمة والجهة إذا كان الحقل منتظما وتساوي :



الشكل 1 - 1

$$f_e = e E$$

حيث E شدة الحقل الكهربائي و e شحنة الايون . ويتمين انزياح الايون $BC = D_e$ بتأثير هذه القوة من العلاقة :

$$D_e = \frac{at^2}{2} = \frac{e E l_1}{2 m v^2} = \frac{e E l_1}{4 E_k} \quad (1-4)$$

حيث a تسارع الايون باتجاه الحقل ، t زمن انتقال الايون وفق اتجاهه الاصيلي بالمقدار $AB = l_1$ ، سرعة الايون الابتدائية ، E_k طاقته الحركية .

تبين العلاقة (1-4) ان انحراف الايون بتأثير الحقل الكهربائي لا يتوقف على كتلة الايون بل على طاقته الحركية E_k فالايونات المختلفة في كتلتها تنحرف بنفس القدر إذا تماثلت في طاقتها . وبالإمكان ، بعد تعيين انزياح الايون في الحقل الكهربائي ومن معرفة قيمتي المقدارين E و l_1 ، تعيين طاقة الايون E_k .

ويخضع الايون المتحرك في حقل مغنطيسي منتظم عموديا على خطوطه الى قوة لورنتس :

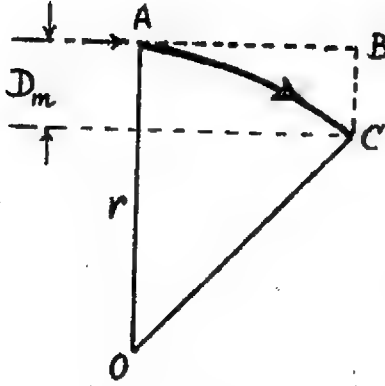
$$f_m = e v B$$

حيث B شدة التحريض المغنطيسي ، ويرسم قوسا دائرية نصف قطرها :

$$r = \frac{m v}{e B} = \frac{p}{e B} \quad (1-5)$$

حيث $p = m v$ اندفاع الايون . ينتج عن (1-5) أن نصف قطر مسار الايون يتوقف على اندفاعه .

فإذا كان انزياح الايون $D_m = BC$ صغيرا بمقارنته بنصف قطر التقوس r (الشكل ١ - ٢) أمكن حسابه من العلاقة :



$$D_m = \frac{l_2^2}{2r} = \frac{l_2^2 e B}{2p} \quad (1-6)$$

حيث $l_2 = AB$

ينتج من العلاقتين (1-4) و (1-6) انه في حين يتعين انحراف الايون في الحقل الكهربائي من مقدار طاقته الحركية ، يتعين انحرافه في الحقل المغنطيسي من مقدار

الشكل ١ - ٢

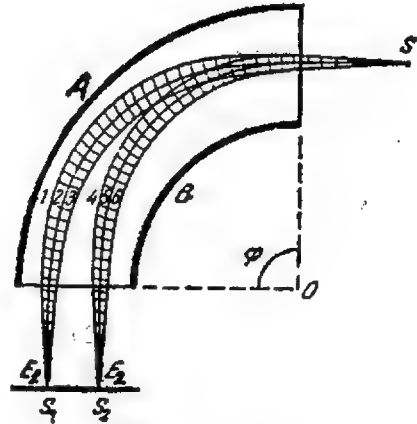
اندفاعه (١) . ولهذا يمكن بعد قياس المقدارين D_m و D_e ومن معرفة قيم E ، B ، l_1 ، l_2 حساب كل من كتلة الايون وسرعته . وبما ان الكتلة تتعين من قياس مقدار انزياح حزم الايونات فإن دقة القياس سوف تتوقف على درجة ضيق هذه الحزم ووضوح حدودها . وتكون هذه الحزم عادة غير واضحة الحدود بسبب تباعدها الزاوي وكذلك بسبب عدم تماثل سرع الايونات (في الحقلين الكهربائي والمغنطيسي يختلف انزياح الايونات المتماثلة الكتل والمختلفة السرعة) . ولهذا يلجأ لتعيين كتل الايونات تعيينا دقيقا الى جمع الحقلين الكهربائي والمغنطيسي بحيث يتحقق ما يسمى « التبشير المضاعف » .

ويقصد بالتبشير المضاعف تحقيق الشروط اللازمة : أولا لحدوث التبشير العادي (تبشير زاوي) اي ان تتجمع في مكان واحد الايونات الصادرة من المنبع بزوايا مختلفة والتي لها جميعا نفس الكتلة والسرعة ، وثانيا لحدوث التبشير السرعى اي ان تتجمع في موضع بعينه الايونات المتماثلة الكتلة والمختلفة السرعة .

١) ان هذه النتيجة المستخرجة من دراسة حركة الايونات في الحقلين المنتظمين الكهربائي والمغنطيسي تبقى قابلة للتطبيق في حالة الحقول غير المنتظمة . ففي اي حقل كهربائي يتوقف انزياح الايونات على الطاقة الحركية وفي اي حقل مغنطيسي يتوقف هذا الانزياح على الاندفاع .

إن حقل الكثفة الاسطوانية هو مثال على الحقول الكهربائية المبثرة . فالحزمة الأيونية المتباعدة والمنبعثة من نقطة واحدة بنفس الطاقة الحركية تنعطف بتأثير الحقل الكهربائي وتتجمع ثانية في نقطة واحدة .

وتتجمع الأيونات التي لها طاقة حركية أخرى في نقطة ثانية منزاحة عن الأولى . ونرى على الشكل (١ - ٣) مسارات الأيونات (ذات الطاقتين المختلفتين



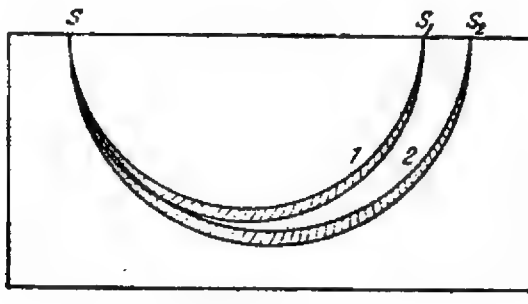
($E_2 = \frac{1}{2} m_2 v_2^2$ و $E_1 = \frac{1}{2} m_1 v_1^2$) التي تدخل على هيئة حزمة قليلة التباعد حقلا اسطوانيا محددًا بقطاع $\varphi = 90^\circ$.
تتجمع الأيونات ذات الطاقة E_1 في النقطة S_1

أما الأيونات ذات الطاقة $E_2 < E_1$ فيحرفها

الشكل ١ - ٣

الحقل الكهربائي أكثر وتباعد (تتجمع) في النقطة S_2 . وعلى هذا فإن الكثافة الاسطوانية تحل حزمة الأيونات وفق الطاقة وتبثّر في الوقت ذاته الحزمة الأيونية المتباعدة .

وكمثال على الحقول المغناطيسية المبثرة نذكر الحقل المغناطيسي المنتظم الذي يحرف حزمة الأيونات زاوية قدرها 180° (الشكل ١ - ٤) . فالحزمة الأيونية المتباعدة ضمن زاوية صغيرة والتي لا يوناتها نفس الاندفاع تتجمع بعد دوران 180° في نقطة



الشكل ١ - ٤

واحدة . فإذا ضمت هذه الحزمة المتباعدة من الايونات سرعات مختلفة تحللت بعدد الدوران (١٨٠) الى طيف وفق قيمة اندفاع هذه الايونات . وبين الشكل (١ - ٤) حزمة ضعيفة التباعد حاوية طرازين من الايونات وقد تحللت الى طيف . فأيونات الطراز الأول لها اندفاع $p_1 = m_1 v_1$ بينما اندفاع الايونات الاخرى هو $p_2 = m_2 v_2$ ونصفا قطري دوران هذه الايونات يساويان على الترتيب :

$$r_1 = \frac{p_1}{e B} , \quad r_2 = \frac{p_2}{e B}$$

فإذا كان $p_1 > p_2$ فإن $r_1 > r_2$.

لنبحث الآن في كيفية حدوث التبئر المضاعف . يمكن تحقيق هذا التبئر بجعل الحقلين المبئرين الكهربائي والمغناطيسي يؤثران في وقت واحد .

لنفترض ان حزمة الايونات ذات الكتلة m والمتحركة بالسرعة v تعاني في الحقل الكهربائي الانزياح D_e ، وفي الحقل المغناطيسي الانزياح D_m . وليكن الحقلان موجّهين بحيث أن جهة D_e تماكس جهة D_m فالانزياح المحصل للايون هو $D = D_m - D_e$ لنفترض ان حزمة الايونات غير متجانسة التركيب وان فيها ايونات متماثلة في كتلتها الا انها متباينة قليلا في سرعتها $v + \Delta v$ وفيها كذلك ايونات متباينة قليلا في كتلتها $m + \Delta m$. فبما أن الانزياح في الحقل الكهربائي يتوقف على طاقة الايون يكون :

$$\frac{\Delta D_e}{D_e} = \frac{\Delta E_k}{E_k} = \frac{\Delta m}{m} + \frac{2 \Delta v}{v}$$

او

$$\Delta D_e = D_e \left(\frac{\Delta m}{m} + \frac{2 \Delta v}{v} \right)$$

حيث D_e الانزياح في الحقل الكهربائي للايونات ذات الكتلة m والسرعة v ،
اما $D_e + \Delta D_e$ فهو انزياح الايونات ذات الكتلة $m + \Delta m$ والسرعة $v + \Delta v$

$$(\frac{\Delta m}{m} \ll 1 \text{ وكذلك } \frac{\Delta v}{v} \ll 1)$$

• ونحصل على عبارة مختلفة قليلا من أجل انزياح الايونات في الحقل المغنطيسي .
فيما أن هذا الانزياح يتوقف على الاندفاع نجد :

$$\frac{\Delta D_m}{D_m} = \frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta m}{m} + \frac{\Delta v}{v}$$

$$\Delta D_m = D_m (\frac{\Delta m}{m} + \frac{\Delta v}{v}) \quad (1-8)$$

حيث D_m الانزياح في الحقل المغنطيسي لايونات ذات الكتلة m والسرعة v ،
أما $D_m + \Delta D_m$ فهو انزياح الايونات ذات الكتلة $m + \Delta m$ والسرعة $v + \Delta v$.

ان الايونات المتماثلة في كتلتها ($\Delta m = 0$) والمتباينة في سرعتها تعاني انزياحا
مختلفا سواء في الحقل الكهربائي أو المغنطيسي . ويكون الانزياح المحصل لهذه الايونات
مساويا :

$$D + \Delta D = (D_m + \Delta D_m) - (D_e + \Delta D_e)$$

$$= D_m - D_e + (\Delta D_m - \Delta D_e)$$

فإذا اخذنا بعين الاعتبار المعادلتين (1-7) و (1-8) نجد :

$$\Delta D = \frac{\Delta v}{v} (D_m - 2 D_e) \quad (1-9)$$

تتوقف قيمة انزياح الايونات في الحقلين الكهربائي والمغنطيسي ، أي D_m و D_e ،
على شدتي هذين الحقلين E و B على الترتيب . ويمكن جعل هذين الحقلين
يحققان العلاقة :

$$D_m - 2 D_e = 0 \quad (1-10)$$

فإذا تحقق هذا الشرط لكافة الايونات المتماثلة الكتل والمتباينة السرع ΔD أي ان الانزياح المحصل :

$$D = D_m - D_e = D_e = \frac{D_m}{2} \quad (1-10')$$

يكون هو نفسه لهذه الايونات جميعا . وبالتالي فإن كافة الايونات المتماثلة في كتلتها ، وبفض النظر عن سرعتها ، تتجمع بعد اجتياز الحقلين في نقطة واحدة (D هو نفسه) .

أما الايونات ذات الكتلة (m + Δm) فإنها تعاني بعد اجتياز الحقلين انزياحا محصلا آخر :

D' (للايونات المتحركة بالسرعة v') و D' + $\Delta D'$ (للايونات المتحركة بالسرعة v' + $\Delta v'$) :

$$\begin{aligned} D' + \Delta D' &= (D_m + \Delta D_m) - (D_e + \Delta D_e) \\ &= D_m - D_e + (\Delta D_m - \Delta D_e) \end{aligned}$$

وبالاستفادة من (1-7) و (1-8) :

$$D' + \Delta D' = D_m - D_e + \frac{\Delta m}{m} (D_m - D_e) + \frac{\Delta v}{v} (D_m - 2 D_e) \quad (1-11)$$

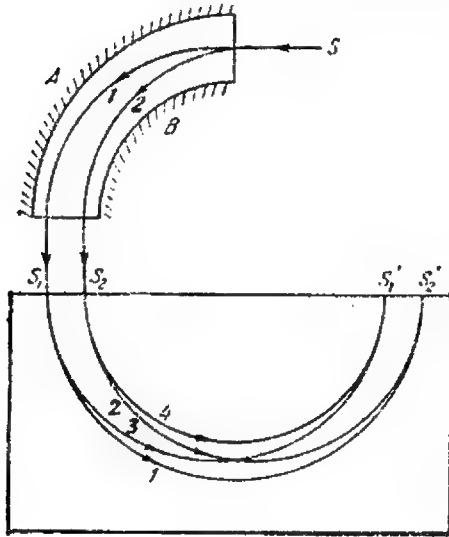
وباستخدام شرط التبشير (1-10) وفق السرع ، وكذلك (1-10') نجد :

$$D' + \Delta D' = D_e + D_e \frac{\Delta m}{m} = D + \frac{\Delta m}{m} D \quad (1-12)$$

تبين العلاقة الأخيرة أن الأيونات ذات الكتلة $m + \Delta m$ تتجمع أيضا ، بعد اجتياز الحقلين ، في نقطة واحدة لأن $D' + \Delta D'$ لا يتوقف على السرعة . ولكن موضع تجمع الأيونات ذات الكتلة $m + \Delta m$ لا ينطبق على موضع تجمع الأيونات التي كتلتها m . وبالتالي فإن الحقلين عندما يؤثران معا يحلان حزمة الأيونات إلى طيف على وفق قيم كتلتها . وحينئذ نجد أن الأيونات التي لها كتلة معينة والمتباعدة ضمن زاوية صغيرة والمتباعدة في سرعتها تتجمع في موضع واحد (تبثير زاوي وسرعي) .

وبعد قياس قيمة الانزياح المحصل للأيونات يمكن قياس فارق الكتل بين الأيونات أي تعيين كتلة أيون من الكتلة المعلومة لأيون آخر .

يبين الشكل (١ - ٥) مخطط أحد رواسم الطيف الكتلية ذات التبثير المضاعف . فترى تحلل الحزمة المكونة من أيونات لها على سبيل المثال طاقتان مختلفتان E_k و $E_k + \Delta E_k$ وكتلتان مختلفتان m و $m + \Delta m$.



الشكل ١ - ٥

تتفرق حزمة الأيونات عند عبورها الحقل الكهربائي إلى حزمتين توافقان قيمتي الطاقة E_k و $E_k + \Delta E_k$ وتحتوي كل من هاتين الحزمتين على أيونات لها كتلتان مختلفتان . وأن حزمة كهذه تتحلل بدورها في الحقل المغنطيسي إلى حزمتين إذ إن الأيونات المختلفة في كتلتها والمتماثلة في طاقتها لها اندفاع مختلف .

عندما تدخل الأيونات ذات الكتلة m والمختلفة في طاقتها في الحقل

المغنطيسي في نقطتين مختلفتين S_1 و S_2 فإنها تتجمع ، بعد اجتياز هذا الحقل (مع تحقق الشرط (10 - 1) في نقطة واحدة S_1' (الحزمتان ٣ و ٤) . وتتجمع الأيونات ذات الكتلة الأخرى $m + \Delta m$ في النقطة S_2' (الحزمتان ١ و ٢) . أن

الجهاز الممثل على الشكل (١ - ٥) يحقق أيضا تبشيرا زاويا ، إلا أننا بغية تمثيل التبشير السري تمثيلا أوضح رسمنا على الشكل (١ - ٥) عبور حزمة ضيقة متوازية من الايونات للحقلين الكهربائي والمغناطيسي .

لقد سمح تحقيق التبشير المضاعف بقياس كتل الذرات قياسا نسبيا بدقة عالية من مرتبة ١٠^{-٦} . هذا وان خصائص حركة الايونات في الحقلين الكهربائي والمغناطيسي المدروسة آنفا يمكن استخدامها ليس فقط لقياس كتل الذرات والنوى الذرية بل **ولفصل الايونات المختلفة الكتل بعضها عن بعض ، اي لفصل النظائر .**

١ - ٢ - النظائر

أوضحت دراسة مرور حزم الايونات عبر راسم الطيف الكتلي ان ذرات العنصر الكيميائي الواحد ليس لها جميعا كتلة واحدة . فقد تبين وجود ذرات **مختلفة الكتلة** بين مجموعة الذرات المكونة للعنصر الكيميائي المدروس .

فمثلا نصادف بين ذرات الكلور ذرات كتلتها قريبة من 35 u (٣٤٩٦٨٨٥) واخرى كتلتها قريبة من 37 u (٣٦٩٦٥٩٠) . كما نصادف بين ذرات الجرمانيوم ذرات كتلتها قريبة من ٧٠ ، ٧٢ ، ٧٣ ، ٧٤ ، ٧٦ . وعلى الرغم من ان كتل الذرات المثلة للعنصر الكيميائي مختلفة ، فإن تركيب العنصر معين تماما . فمثلا نصادف بين ذرات الكلور إلا تلك التي كتلتها تساوي ٣٥ او ٣٧ (قيمة تقريبية) ولا نصادف أي كتل سواها . وكذلك لانصادف بين ذرات الجرمانيوم الا تلك التي كتلتها ٧٠ ، ٧٢ ، ٧٣ ، ٧٤ ، ٧٦ ولا شيء غير ذلك . وفوق هذا فإن الكمية النسبية (الوفرة) للذرات المختلفة الكتل هي نفسها من أجل مختلف عينات عنصر كيميائي معين . وهذه النقطة بالذات (في حالة وجود ذرات مختلفة الكتل) هي السبب في ثبات الوزن الذري للعنصر الكيميائي المدروس .

وهكذا نرى ان الذرات المكونة لعنصر كيميائي ليست متطابقة بل لها كتل مختلفة . ومع ذلك فإن خصائصها الكيميائية متماثلة الى درجة يستحيل معها بالطرائق الكيميائية فصل هذه الذرات بعضها عن بعض . ان تماثل الخصائص الكيميائية يعني تماثل الطبقات الالكترونية وبالتالي تماثل شحنات النوى . وفي الجدول الدوري للعناصر يجب

على كافة الذرات المختلفة المكونة لعنصر معين أن تقع في مكان (بيت) واحد بسبب تماثل شحنات نواها . ولهذا اصطلاحوا على تسمية الذرات المختلفة الكتل والمتماثلة الشحنة **إيزوتوب** (كلمة يونانية تعني : متماثلة المكان) وترجمتها العربية **نظائر** .

ومن الشائع تسمية الاوزان الذرية للنظائر **الأوزان النظرية** . والوزن الذري للعنصر الكيميائي هو الوزن النظري الوسطي . وفيما يلي مثال على هذا . ان الوزن الذري للجرمانيوم هو ٧٢.٦٠ ويضم الجرمانيوم النظائر الخمسة التالية :

النظير ذا الكتلة ٧٠ بكمية قدرها ٢١.٢٪

النظير ذا الكتلة ٧٢ بكمية قدرها ٢٧.٣٪

النظير ذا الكتلة ٧٣ بكمية قدرها ٧.٩٪

النظير ذا الكتلة ٧٤ بكمية قدرها ٣٧.١٪

النظير ذا الكتلة ٧٦ بكمية قدرها ٦.٥٪

لنعين انطلاقا من هذا التركيب النظيري الوزن النظري الوسطي للجرمانيوم :

$$A_{\text{Ge}} = (70 \times 0,212) + (72 \times 0,273) + (73 \times 0,079) + (74 \times 0,371) + (76 \times 0,065) \\ = 72,86.$$

ان الوزن الذري للجرمانيوم المحسوب من تركيبه النظيري يتطابق تطابقا جيدا مع الوزن الذري المقيس بالميزان . وسبب الفارق البسيط (٧٢.٨٦ و ٧٢.٦٠) هو الدقة غير العالية في تعيين التركيب النظيري للعناصر (والجرمانيوم بخاصة) .

لقد أدت الدراسة التحليلية للأوزان النظرية الى نتيجة رائعة . فبينما نعبر عن الأوزان الذرية لكثير من العناصر بعدد ذي كسر عشري (مثلا الوزن الذري للكلور ٣٥.٤٥٧ وللجرمانيوم ٧٢.٦) نجد ان **الأوزان النظرية لكافة النظائر يعبر عنها بعدد يكاد يكون صحيحا** . فالوزن النظيري لنظيري الكلور يساوي ٣٤.٩٦٨٨٥ و ٣٦.٩٦٥٩٠ . وهذا ما أدى الى نشوء فرضية تقول إن كل الذرات (وبعبارة أدق النوى الذرية) مركبة ومؤلفة من مكونات وحيدة الطراز .

١ - ٣ - الجسيمات المكونة للنوى الذرية

اكتشف بين نظائر مختلف العناصر الكيميائية نظائر كتلتها ١ و ٢ (نظيرا الهيدروجين) ، ٣ و ٤ (نظيرا الهليوم) ، ٦ و ٧ (نظيرا الليثيوم) ، ٩ (بريليوم) ، ١٠ و ١١ (نظيرا البور) ، ١٢ و ١٣ (نظيرا الكربون) ، الخ . ولهذا من الطبيعي افتراض ان كافة النوى مكونة من جسيمات كتلتها تساوي الواحد . إن هذا الجسيم هو نواة ذرة الهيدروجين ، وبعبارة أدق نواة نظير الهيدروجين ذي الكتلة ١ .

ان كتلة ذرة الهيدروجين لاتساوي الواحد إلا بالتقريب . وقيمتها الدقيقة (على السلم $C^{12} = 12,000\ 000$) هي 1,007 825 أي تكبر الواحد قليلا . فإذا اعتبرنا الجسيمات المكونة للنوى الذرية ذات كتلة قريبة من الواحد فإن قيمة كتلة الذرة (بعد تدويرها إلى أقرب عدد صحيح) تعين عدد الجسيمات المركبة للنواة . ومن المألوف تسمية الوزن النظيري بعد تدويره إلى عدد صحيح **العدد الكتلي** A . وبما انه وفق الفرضية الشائعة تتألف نوى كافة الذرات من نوى أبسط كتلتها تساوي الواحد ، فإن هذه النواة الأبسط - نواة النظير الهيدروجيني الخفيف - قد سميت **بروتون** وتعني الأول باليونانية . ومع ذلك فقد بين تحليل خصائص النوى ان البروتونات لايمكن أن تكون الجسيمات الوحيدة المكونة للنوى . وفي الحقيقة فإن كتلة البروتون تساوي الواحد وكذلك شحنته (نواة الهيدروجين) . لتتأمل نواة ما ، مثلا نظير الهليوم ذا الكتلة ٤ . يدخل في تركيب نواة هذا النظير ، وفق الفرضية المذكورة ، ٤ بروتونات . ولو ان نواة الهليوم تكونت فعلا من ٤ بروتونات لكنت شحنتها مساوية ٤ ، في حين يشغل الهليوم البيت الثاني في جدول مندلييف وبالتالي شحنة نواته تساوي ٢ وليس ٤ .

هناك مخرج وحيد من هذا التناقض وهو افتراض وجود جسيمات أخرى في النوى بالإضافة الى البروتونات . وسنقدم هنا افتراضين فقط يحافظان على الاوزان النظرية وشحنات النوى اعدادا صحيحة .

الافتراض الأول هو ان النوى مكونة من بروتونات والكترونات . ان كتلة الالكترون تساوي $0,000\ 55\ u$ وبالتالي فإن **عده الكتلي يساوي الصفر** ، وشحنته

سالبة وتساوي - ١ . ان وجود الالكترونات في النواة ، بالإضافة الى البروتونات يؤدي إلى انقاص شحنة النواة دون تغيير قيمة العدد الكتلي . ففي نواة الهليوم مثلا يوجد ، وفقا لهذا الافتراض ، ٤ بروتونات (العدد الكتلي يساوي ٤) والكترونان (شحنة النواة في هذه الحالة تساوي ٤ - ٢ = ٢) .

اما الافتراض الثاني فهو انه الى جانب الجسيم ذي العدد الكتلي ١ والشحنة + ١ يوجد في الطبيعة جسيمات عددها الكتلي يساوي الواحد ولا تحمل شحنات أي هي **جسيمات نووية معتدلة** . وكلا هذين النوعين من الجسيمات يدخل في تركيب النواة . ولهذا السبب **يعبر عن شحنة النواة بعدد أصغر من العدد الكتلي** . ان وجود الجسيمات المعتدلة ذات العدد الكتلي ١ في الطبيعة أمر مؤكد . فقد اكتشف تشادويك في سنة ١٩٣٢ هذه الجسيمات وسماها **نوترونات** .

تبين المعطيات الكثيرة المتوافرة لدينا عن خصائص النوى الذرية (سنبحث هذه المعطيات فيما بعد) انه لا يوجد في النوى الكترونات وان الافتراض الثاني هو الصحيح . وعلى هذا تتكون النوى من بروتونات ونوترونات . ومن المؤلف تسمية هذه الجسيمات المكونة للنوى **نكلونات** أي ان النكلون هو بروتون أو نوترون . تعين شحنة النواة عدد البروتونات Z الداخلة في تركيبها اما العدد الكتلي A فيحدد العدد الكلي لنكلونات النواة . فإذا رمزنا بـ N الى عدد النوترونات نجد :

$$(1-13) \quad N \text{ (نوترون) } + Z \text{ (بروتون) } = A \text{ (نكلون) }$$

كما يطلق اسم **نكليد** على الذرة بمعنى انها شكل نووي معين بشحنته Ze وعدده الكتلي A . يبين وجود النظائر ان عدد النكليدات المختلفة (حوالي ١٥٠٠ الآن) اكبر بكثير من عدد العناصر الكيميائية (~ ١٠٠) وتختلف نظائر العنصر الواحد بعضها عن بعض في خصائصها الفيزيائية اختلافا واضحا وحيانا كبيرا جدا . فعنصر البوتاسيوم مثلا له ثلاثة نظائر اعدادها الكتلية ٣٩ ، ٤٠ ، ٤١ . والنظير ذو العدد الكتلي ٤٠ فعال إشعاعيا ، اما النظيران الآخران فمستقران . وكذلك يضم الأورانيوم الطبيعي ثلاثة نظائر اعدادها الكتلية ٢٣٤ ، ٢٣٥ ، ٢٣٨ . ويمكن لنوى هذه النظائر جميعا أن تنشط

إذا ما أسرّت (التقطت) نترونا . إلا ان تابعة احتمال هذا الانشطار لسرعة النترونات المعرضة للأسر ليست واحدة عند هذه النظائر . وعلى العموم تتفاعل نظائر العنصر الواحد بطريقة مختلفة مع النترونات والبروتونات .

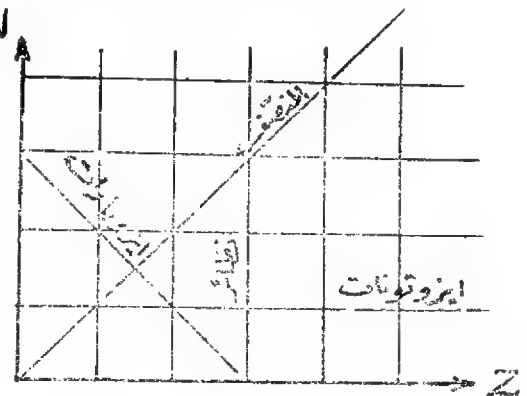
ونظرا لاختلاف الخصائص الفيزيائية للنظائر فإن تمثيل نواها بالرموز الكيميائية فقط غير كاف . فإذا كان X هو الرمز الكيميائي للعنصر فإنه يمكن معرفة النظير بتمثيله هكذا ${}^A_Z X$ أي بكتابة العدد الذري Z الى يسار الرمز الكيميائي واسفله ، وكتابة العدد الكتلي A الى يمين الرمز الكيميائي وأعله أو الى يسار الرمز وأعله . ومن الواضح ان ذكر Z غير ضروري متى عرف الرمز الكيميائي ، إلا ان هذه الطريقة تستخدم عند الكتابة الرمزية للتحويلات النووية . وعلى هذا نرمز لنظائر الأورانيوم الطبيعية بـ ${}^{238}_{92}U$ ، ${}^{235}_{92}U$ ، ${}^{234}_{92}U$.

والخلاصة : النظائر هي نكليدات متماثلة في عددها الذري Z ومختلفة في عددها الكتلي A .

أما الايزوبارات فهي نكليدات متماثلة في عددها الكتلي A ومختلفة في عدد بروتوناتها Z .

بينما الايزوتونات هي نكليدات متماثلة في عدد نتروناتها N ومختلفة في عدد بروتوناتها Z .

ومن الملائم تمثيل تركيب النكليدات بوضع Z على محور الفواصل و $N = A - Z$ على محور الترتيب . تمثل كل نقطة ذات إحداثيين صحيحين تركيبا من البروتونات والنترونات يبدو ممكنا . إلا ان النكليدات الموجودة فعلا (سواء كانت مستقرة أو فعالة إشعاعيا ، طبيعية أو صناعية) تشغل على هذا المخطط مكانا ضيقا . وفي وسعنا الآن تلخيص المصطلحات التي أوردناها : فالنظائر تكون على الخطوط الشاقولية ، والايزوتونات على الخطوط الأفقية ، بينما الايزوبارات على الخطوط المعامدة للمنصف (الشكل ١ - ٦) .



الشكل ١ - ٦

ملاحظة : حول السلم الفيزيائي للأوزان الذرية

اصطلاح الكيميائيون فيما مضى ، لأسباب عملية ، على اتخاذ الوزن الذري لأكسجين الهواء مساويا $O = 16,0000$ فيكون الوزن الذري للهيدروجين على هذا السلم الكيميائي مساويا 1,0080 .

إن % 99,76 من أكسجين الهواء هو O^{16} وهو الذي يؤخذ وزنه على السلم الفيزيائي القديم مساويا :

$$O^{16} = 16,000\ 000$$

$$O^{17} = 17,004\ 534$$

$$O^{18} = 18,004\ 855 .$$

بينما % 0,04 من أكسجين الهواء هو
و % 0,20 « « «

فإذا حسبنا الوسطي الموزون لهذه القيم نجد 16,0044 وهو يمثل الوزن الذري لأكسجين الهواء على السلم الفيزيائي القديم ، في حين أن الوزن الذري لأكسجين الهواء على السلم الكيميائي هو ، كما ذكرنا ، 16,0000 . ينتج عن هذا أن :

$$\frac{\text{الوزن الذري الفيزيائي (القديم)}}{\text{الوزن الذري الكيميائي}} = \frac{16,0044}{16,0000} = 1,000\ 273$$

والوزن الذري للهيدروجين H^1 على السلم الفيزيائي القديم هو 1,008 145 ولل كربون $C^{12} = 12,003\ 815$. وكما ذكرنا فقد اعتمد منذ عام ١٩٦١ سلم فيزيائي آخر (لأسباب لامجال لذكرها هنا) يقوم على أساس $C^{12} = 12,000\ 0000$ ونحصل على الأوزان الذرية على سلم $C^{12} = 12$ بضرب الأوزان الذرية على سلم $O^{16} = 16$

$$\text{بـ} \quad \frac{12}{12,003\ 815} = 0,999\ 682\ 1 .$$

وفيما يلي بعض الأوزان الذرية والكتل على السلم الفيزيائي الجديد :

الوزن الذري	النظير		
		0,000 549 u	الإلكترون
1,007 825	H^1	1,007 276 u	البروتون
2,014 102	H^2	1,008 665 u	النترون
12,000 000	C^{12}	2,013 553 u	الديتون
15,994 915	O^{16}	3,016 049 u	التريتون
16,999 133	O^{17}	4,001 506 u	جسيم ألفا
17,999 160	O^{18}		

انظر جدول النظائر في نهاية الكتاب .

(١) وفرته النسبية ٩٩٩٨٥٪ بينما الوفرة النسبية لـ H^2 هي ٠.٠١٥٪ .

١ - ٤ - بعض النظاميات الملاحظة لدى النظائر المستقرة .

لنبحث الآن في التركيب النظيري للعناصر الكيميائية . يتغير هذا التركيب كثيرا من عنصر لآخر . فعدد النظائر كبير عند بعض العناصر ، صغير عند أخرى ، بينما لا يدخل في تركيب بعض العناصر سوى ذرات وحيدة الطراز . وعدد هذه العناصر الأخيرة ٢٣ (من أصل ٨١ عنصر مستقرا) وهي :

العنصر	Z	العنصر	Z	العنصر	Z	العنصر	Z
Be	4	Mn	25	Cs	55	Ta	73
F	9	Co	27	La	57	Au	79
Na	11	As	33	Pr	59	Bi	83
Al	13	Y	39	Tb	65		
P	15	Nb	41	Ho	67		
Sc	21	Rh	45	Tu	69		
V	23	I	53	Tm أو			

أما بقية العناصر فلها جميعا تركيب معقد . وتركيب القصدير ^{100}Sn هو الأكثر تعقيدا : فهو يتألف من عشرة نظائر أعدادها الكتلية : ١١٢ ، ١١٤ ، ١١٥ ، ١١٦ ، ١١٧ ، ١١٨ ، ١١٩ ، ١٢٠ ، ١٢٢ ، ١٢٤ . ويبلغ الفرق في كتلتها ١٢ وحدة . ومع ذلك فإن خصائصها الكيميائية متماثلة . هذا وإن وجود نظائر للعناصر يؤكد أن ما يقرر الخصائص الكيميائية للعناصر ليس كتلة الذرات (الوزن الذري) بل شحنة النواة .

إن للعناصر ذات العدد الذري (شحنة النواة) **الفردية** عددا قليلا من النظائر ، واحد أو اثنان (انظر الجدول السابق) . أما العناصر التي عددها الذري زوجي فلها عدد من النظائر كبير نسبيا .

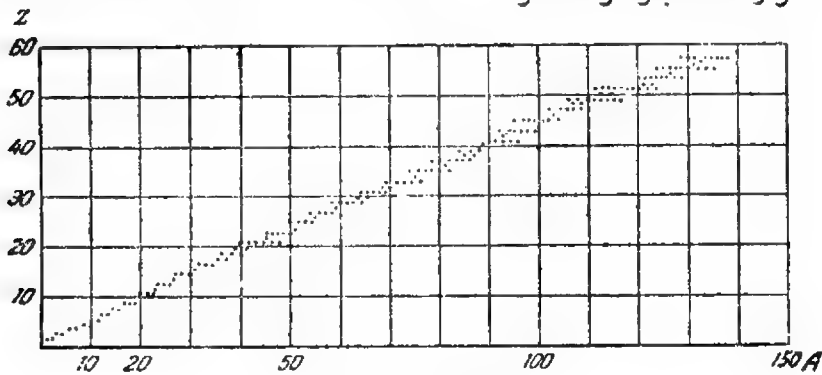
تشكل الأعداد الكتلية للنظائر سلسلة من الأعداد الصحيحة الطبيعية (راجع بداية الفقرة ١ - ٣) . ونلاحظ أنه لا يوجد بين العناصر **المستقرة** نظائر لها العدد الكتلي ٥ أو ٨ . كما نلاحظ أن العناصر السبعة الأولى (من جدول مندليف) باستثناء البريليوم لها نظيران . ويبدأ طابع التركيب النظيري للعناصر بالتغير **بدءا من الأكسجين** : إذ يكون للعناصر ذات **Z الفردية نظير واحد فقط** . أما العناصر التي لها **Z زوجي** فلها ثلاثة نظائر . فمثلا الأعداد الكتلية لنوى الأكسجين هي ١٦ ، ١٧ ، ١٨ . وكما

نرى في الجدول السابق العناصر F ، Na ، Al ، P وحيدة النظير . أما العناصر :
 $_{14}\text{Si} (\text{Si}^{28} , \text{Si}^{29} , \text{Si}^{30}) , _{12}\text{Mg} (\text{Mg}^{24} , \text{Mg}^{25} , \text{Mg}^{26}) , _{10}\text{Ne} (\text{Ne}^{20} , \text{Ne}^{21} , \text{Ne}^{22})$
 فلكل منها ثلاثة نظائر .

وعندما يزداد العدد الذري للعنصر يزداد عدد النظائر للعناصر الزوجية
 (والفردية كالكلور والكسيوم) . ويبلغ هذا العدد نهايته العظمى في حالة العناصر التي
 تتوسط جدول مندليف . ومن أبرز مميزات التركيب النظيري للعناصر العلاقة بين
 Z و A . فبازدياد عدد النكلونات A في النواة تزداد شحنتها Z وتتميز بالوفرة
 الكبرى بين النظائر الخفيفة تلك التي من أجلها $A = 2Z + 1$ أو $A = 2Z + 2$.

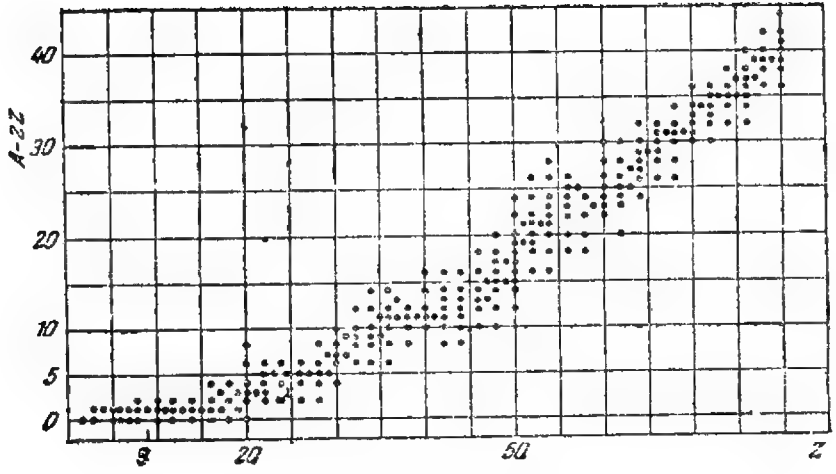
نسمي المقدار $\Delta N \equiv N - Z = A - 2Z$ فائض النترونات أو العدد النظيري .
 وبازدياد العدد الذري للعنصر يزداد فائض النترونات في النواة ليصبح قرب نهاية جدول
 مندليف كبيرا جدا . فمثلا يوجد في نواة U^{238} ٩٢ بروتونا و ١٤٦ نوترونا ، والفائض
 النروني هو ٥٤ .

يمثل المخططان على الشكلين (١ - ٧) و (١ - ٨) تمثيلا جيدا النظاميات
 الآتفة الذكر والمتعلقة بتوافر النظائر .



الشكل ١ - ٧
 مخطط النظائر المستقرة

فعلى الشكل (١ - ٧) يؤخذ Z للنظير على محور الترتيب و A على محور
 الفواصل . وتمثل النقاط النظائر المستقرة المصادفة في الطبيعة . يبين المخطط انه
 بازدياد Z يزداد A ايضا .



الشكل ١ - أ
الأعداد النظرية للنظائر المستقرة

أما على الشكل (١ - أ) فيبين المخطط ازدياد العدد النظيري $A - 2Z$ (محور الترتيب) بازدياد Z (محور الفواصل) . ويمثل عدد النقط على خط شاقولي ما كمية النظائر المستقرة للعنصر المقابل .

نرى كيف يمكن تحليل النظاميات في التركيب النظيري للعناصر ، والتي (أي النظاميات) أشرنا إليها آنفا ؟ لماذا تحوي العناصر نظائر معينة ولا تحتوي سواها ؟ سنُعطي فيما بعد الجواب عن هذه الأسئلة .

١ - ٥ - طاقة ارتباط النوى

سبق أن ذكرنا أن كتل النظائر ليست أعدادا صحيحة . ولكن ما علة حينئذ قيم كتل الذرات عن أعداد صحيحة ؟ إن أحد الأسباب ، طبعا ، هو أن كتلة الجسيمات المكونة للنواة (بروتونات ونيوترونات) لاتساوي الواحد بالضبط بل تزيد عنه قليلا ($m_n = 1.008\,665\,u$ ، $m_p = 1.007\,276\,u$)

إلا أن هذا ليس السبب الوحيد إذ لو كان الأمر كذلك لوجب أن تكون كتلة النواة أكبر من العدد الكتلي الذي يحدد عدد النكليونات في النواة ، في حين تبين المعطيات التجريبية

ان كتلة الأغلبية الساحقة من النوى أصغر من العدد الكتلي . وهذا يعني أن كتلة النواة أصغر من مجموع كتل الجسيمات المكوّنة لها . وسبب نقصان كتلة النواة هو الطاقة المتحررة عند تشكيلها . نسمي كمية الطاقة اللازم بذلها لتفريق نواة معينة إلى مكوناتها (بروتونات ونيوترونات) **طاقة ارتباط** هذه النواة ونرمز إليها بـ $\Delta \epsilon$. من الواضح انه عند تشكل هذه النواة من مكوناتها يجب أن تنطلق (تتحرر) كمية من الطاقة تساوي $\Delta \epsilon$.

كثيرا ما تستخدم في الفيزياء النووية وحدة الطاقة المسماة **ميفي إلكترون فولت** MeV للتعبير عن الكتل وتغيراتها . ويجد هذا الأمر ما يسوّغه في علاقة التكافؤ بين الطاقة والكتلة : $\epsilon = mc^2$.

لنحسب بالـ MeV وحدة الكتل الذرية u فنجد :

$$\begin{aligned} 1 u &= 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ g} = \\ &= 1,66 \cdot 10^{-24} \cdot 9 \cdot 10^{20} = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ erg.} \\ &= 931,50 \text{ MeV.} \end{aligned}$$

وعلى هذا فإن u هي وحدة الطاقة الذرية أيضا .

لنفترض الآن ان النواة تضم Z بروتونا و N نوترونا . لنرمز بـ m الى كتلة النواة ، بـ m_p الى كتلة البروتون ، وبـ m_n الى كتلة النوترون . يعبر عن

طاقة ارتباط نواة كهذه ، مقدرة بـ u ، كما يلي :

$$\Delta \epsilon = Z m_p + N m_n - m \quad (1-14)$$

أو :

$$\Delta \epsilon = Z m_H + N m_n - M(A, Z) \quad (1-14')$$

حيث m_H كتلة ذرة الهيدروجين **المعتدلة** و $M(A, Z)$ كتلة الذرة **المعتدلة** التي

كتلة نواتها m . وفي الواقع تعطي **جداول الأوزان الذرية كتل الذرات المعتدلة** (مقدرة بـ u) . إن كتل الإلكترونات الداخلة في قيمة الحد $Z m_H$ تدخل أيضا في قيمة الحد $M(A, Z)$ ونتخلص منها بعملية الطرح . (لنذكر توخيا للدقة أننا أهملنا

في الطرف الأيمن من (1 - 14') طاقة ارتباط الإلكترونات في الذرة وذلك لأنها تشكل جزءاً من مليون من $M(A, Z)$ (تقريباً) .

لنتأمل على سبيل المثال نواة نظير الأكسجين ١٦ . يوجد في هذه النواة ٨ بروتونات و ٨ نوترونات فتكون طاقة ارتباط هذه النواة مساوية :

$$(\Delta \varepsilon)_{O^{16}} = (8 \cdot 1,007\,825) + (8 \cdot 1,008\,665) - 15,994\,915 = \\ = 0,137\,005 \text{ u} = 127,6 \text{ MeV} = 127,6 \cdot 10^6 \text{ eV}.$$

نذكر هنا ، للمقارنة ، بأن طاقة ارتباط الإلكترون في ذرة الهيدروجين تساوي 13,6 eV فقط . تبين مقابلة هذين الرقمين ضخامة طاقة ارتباط النوى الذرية .

ان طاقة الارتباط هي من أهم مميزات الجملة النووية . ولهذا تعين قيمة طاقة الارتباط بأعلى دقة ممكنة . وهناك مقدار آخر غالباً ما يستخدم فضلاً عن طاقة الارتباط ، ويسمى «نقص الكتلة» وهو :

$$\Delta m = M(A, Z) - A \quad (1 - 15) \text{ علاقة جبرية} *$$

ويمثل الفرق بين كتلة الذرة وكتلة تساوي عدديا العدد الكتلي . وليس له معنى فيزيائي مباشر ، لكنه يميز بصورة غير مباشرة طاقة ارتباط النوى . ومع ذلك يسهل استخدامه الى حد بعيد حساب الأثر الطاقي للتفاعلات النووية . وفي وسعنا حساب طاقة الارتباط متى علمنا Δm . وبالفعل :

$$\Delta \varepsilon = Z m_H + N m_n - M(A, Z) \\ = Z + Z \Delta m_H + N + N \Delta m_n - (A + \Delta m) \quad (1 - 16)$$

حيث Δm_H نقص كتلة ذرة الهيدروجين ، Δm_n نقص كتلة النوترون و Δm نقص كتلة النواة المدروسة . وبما أن $A = Z + N$ فإن :

$$* \Delta m \text{ موجب حتى } N^{15} \text{ ويفقد سالباً اعتباراً من } O^{16} \text{ حتى } Rn^{222}.$$

$$\Delta \varepsilon = Z \Delta m_H + (A - Z) \Delta m_n - \Delta m$$

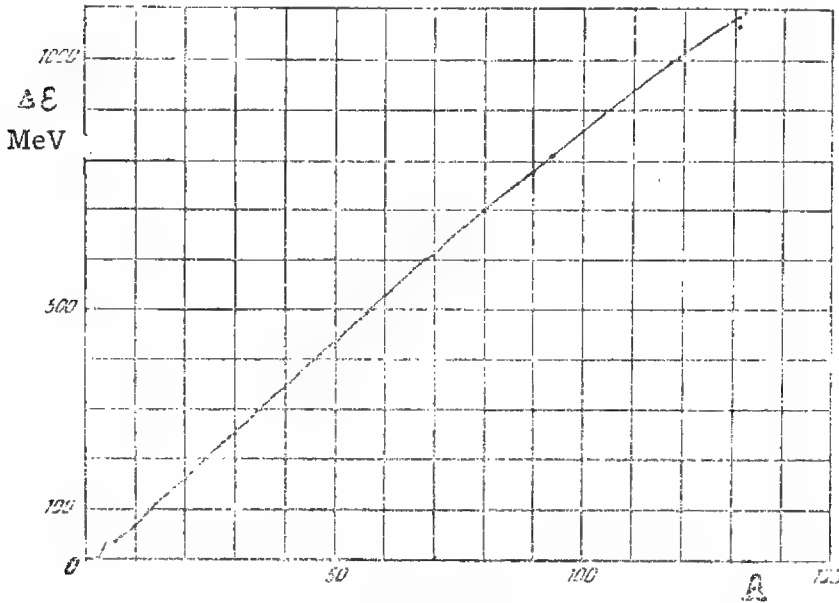
$$= A \Delta m_n - Z (\Delta m_n - \Delta m_H) - \Delta m \quad (1-17)$$

وبما أن Δm_n و $(\Delta m_n - \Delta m_H)$ قيمتين معينتين ، يمكننا من قيمة Δm إيجاد $\Delta \varepsilon$.

لننظر الآن كيف تتغير قيمة طاقة الارتباط بتغير تركيب النواة . بما أن :

$$\Delta m_n - \Delta m_H = 0,000840 \text{ أصغر « بكثير » من } 0,008665 \Delta m_n$$

فإنه ينتج من (1-17) أن طاقة الارتباط تتوقف أساسيا على عدد الجسيمات A ، وتتأثر بدرجة أقل بكثير بما إذا كانت هذه الجسيمات بروتونات أو نوترونات . وتؤيد المعطيات التجريبية هذه النتيجة المستخلصة من العلاقة (1-17) . ونستنتج من شكل الخط الشكل (١-٩) كيف تتغير قيمة $\Delta \varepsilon$ بتغير A . ونستنتج من شكل الخط البياني أن طاقة الارتباط تزداد خطيا بازداد عدد الجسيمات في النواة . ومعنى هذا أن انضمام كل نكلون الى النواة يصاحبه تحرر نفس الكمية من الطاقة وسطيا .



الشكل ١ - ٩

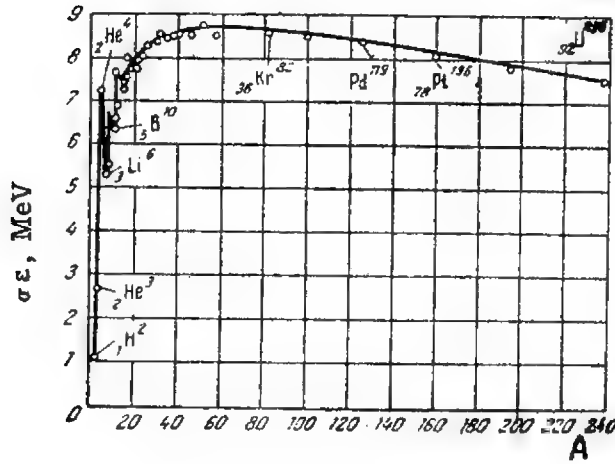
وفي الحقيقة فإن تابعة طاقة الارتباط للعدد الكتلي ليست خطية إلا بالتقريب .
وفي وسعنا التأكد من هذا بتأمل قيمة طاقة الارتباط النوعية أو النكلونية أو الوسطية $\delta \epsilon$ وهي نصيب الجسيم الواحد ، وسطيا ، من طاقة الارتباط .

$$\delta \epsilon = \frac{\Delta \epsilon}{A} \quad (1-18)$$

لننظر كيف يتغير المقدار $\delta \epsilon$ بتغير عدد النكلونات في النواة . يبين الشكل (١ - ١) هذا التغير ، وقد وضع A على محور الفواصل ، والمقدار $\delta \epsilon$ على محور الترتيب . يسمح تحليل هذا الخط البياني باستخلاص عدد من النتائج المهمة :

١ - $\delta \epsilon$ ليست نفسها في كافة النوى . وبالتالي فإن النكلونات غير مرتبطة

في مختلف النوى بنفس الدرجة من المتانة . وهي امتن ارتباطا في النوى التي يتراوح عددها الكتلي بين ٤٠ و ١٠٠ ($\delta \epsilon$ عظمى) . وتكون قيمة طاقة الارتباط الوسطية في هذه المجموعة من النوى ثابتة تقريبا مساوية 8,7 MeV لكل جسيم نووي .



الشكل ١ - ١

٢ - في النوى ذات $A > 100$ تناقص $\delta \epsilon$ بازدياد عدد النكلونات في النواة .
وتساوي طاقة الارتباط الوسطية في الاورانيوم 7,5 MeV .

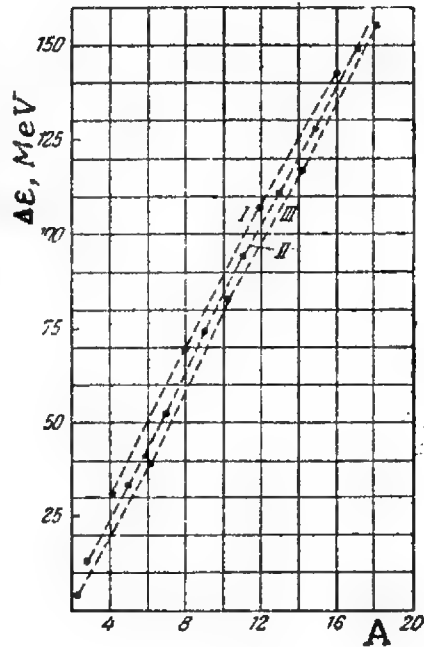
٣ - في النوى المحتوية على عدد قليل من النكلونات تناقص $\delta \epsilon$ بنقصان عدد الجسيمات في النواة . والشئ المميز على منحنى طاقة الارتباط الوسطية في

هذه المجموعة من النوى هو وجود نهايات عظمى وصغرى حادة . وتكون قيمة ϵ 8 صغرى في نوى مثل ${}^6\text{Li}$ و ${}^{10}\text{B}$ المكونة من عدد فردي من البروتونات و النترونات بينما تكون قيمة ϵ 8 عظمى في نويات مثل ${}^4\text{He}$ و ${}^{12}\text{C}$ و ${}^{16}\text{O}$ المكونة من عدد زوجي من البروتونات والنترونات .

تشير هذه الحقيقة الى أن طاقة الارتباط لا تتوقف على كمية الجسيمات الإجمالية في النواة فحسب ، بل تعتمد ايضا على احتواء النواة على عدد زوجي أو فردي من النكلونات .

يوضح الشكل (١ - ١١) هذه النقطة ، وهو يعطي طاقة الارتباط ΔE للنوى التي يتراوح عدد نكلوناتها بين ٢ و ١٨ . نرى على الشكل أن تبعية طاقة الارتباط لعدد النكلونات يعبر عنها في الواقع ليس بمنحن واحد بل بثلاثة : المنحنى الأول يمثل النوى الزوجية - الزوجية أي الحاوية عددا زوجيا من البروتونات والنترونات . وطاقة ارتباط هذه النوى هي الأكبر نسبيا ، ونكلوناتها هي الامتن ارتباطا .

أما المنحنى الثاني فيعود للنوى الزوجية - الفردية أي المحتوية على عدد زوجي من البروتونات وعدد فردي من النترونات أو بالعكس . وطاقة الارتباط في هذه النوى اصغر منها في النوى الزوجية - الزوجية (Z زوجي و N زوجي) .



الشكل ١ - ١١

وأخيرا يختص المنحنى الثالث بالنوى الفردية - الفردية أي الحاوية عددا فرديا من البروتونات والنترونات . وطاقة ارتباط هذه النوى هي الأصغر نسبيا .

إن وجود فرق في طاقة الارتباط بين النوى الزوجية - الزوجية ، والزوجية -

الفردية ، والفردية - الفردية لا يقتصر على النوى الخفيفة بل ينسحب على كافة النوى بغض النظر عن عدد نكلوناتها .

١ - ٦ - القوى النووية

تبين المعطيات الواردة في الفقرة السابقة ان النوى هي بنى متينة جدا . ولكن اي قوى تربط النكلونات هذا الربط المتين ؟

ان القوى الشاقولية لا يمكن ان تكون سبب هذا الارتباط لضعفها المتناهية . اما قوى كولون الفاعلة في البروتونات فهي قوى تدافع . ومن الواضح انه تؤثر في الجسيمات في النوى قوى أخرى تجاذبية اطلق عليها اسم القوى النووية .

يوجد في النوى كما نعلم بروتونات ونيوترونات . ففي اي الجسيمات تؤثر القوى النووية ؟ هل تعمل بين البروتونات والنيوترونات فقط ، أم تعمل أيضا بين نيوترونين (أو بين بروتونين) ؟

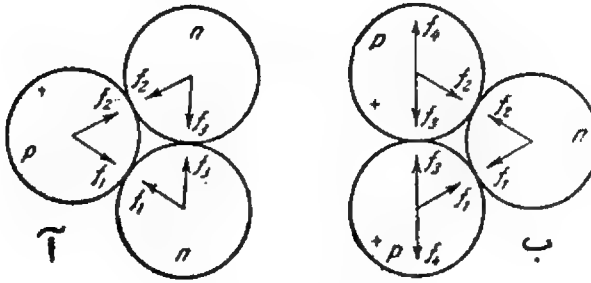
يتجلى طابع القوى المؤثرة في البروتونات تجليا جيدا عند دراسة تبعثر حزمة من البروتونات لدى توغلها في الهيدروجين . فقد تبين انه اذا كانت طاقة البروتونات صغيرة تبعثت على وفق نظرية زذرفورد . وهذا شاهد على ان قوى كولون فقط هي العاملة بين البروتونات ما دامت المسافة بينها كبيرة نسبيا . بيد انه بازدياد طاقة

البروتونات يتغير طابع التبعثر : فلا يبقى المقدار $G \equiv \frac{N_{\theta}}{N_0} \sin^4 \frac{\theta}{2}$ ثابتا بل

يتغير بتغير الزاوية θ . وهذا دليل على ان هناك قوى إضافية ، غير كولونية ، تعمل بين البروتونات عندما تغدو المسافة بينها صغيرة نسبيا . ومن طابع تبعية المقدار G لـ θ ولطاقة البروتونات امكن استنتاج ان القوى الإضافية هي قوى تجاذب تفوق قوى كولون بكثير عندما تصبح المسافة بين البروتونات اصغر من 2.10^{-15} m ، إلا ان نصف قطر تأثير هذه القوى محدود . وبازدياد المسافة بين الجسيمات يتضاءل اثر هذه القوى بشدة ليتلاشى عمليا متى تعدت المسافة 2.10^{-15} m ، أي ان كرة تأثير القوى النووية صغيرة (نصف قطرها من رتبة 2.10^{-15} m) .

لقد سمحت مقابلة تبعثر البروتونات بالديتونات (التي يتألف كل منها من بروتون واحد و نوترون واحد) بتبعثر البروتونات بالبروتونات بتقرير ان القوى النووية لا تعمل بين بروتونين فقط بل بين بروتون و نوترون أيضا . وتبين ان للقوة النووية القائمة بين البروتون و النوترون وللقوة القائمة بين بروتونين نفس الطابع والمقدار .

ويمكن تعيين القوة الفاعلة في نوترونين من مقابلة طاقة ارتباط نوائي ${}^2\text{H}$ (التريتيوم وهو نظير الهيدروجين ذو العدد الكتلي ٣) و ${}^3\text{He}$ (وهو نظير الهليوم ذو العدد الكتلي ٣) . إن كتلتي هاتين الذرتين هما على الترتيب $3,016\ 049\ \text{u}$ و $3,016\ 029\ \text{u}$. وطاقتا ارتباط النواتين تساويان على الترتيب $8,482\ \text{MeV}$ و $7,718\ \text{MeV}$. تتألف نواة التريتيوم من بروتون و نوترونين . وتعمل في هذه الجسيمات ثلاثة أزواج من القوى (الشكل ١ - ١٢ - ٢) :

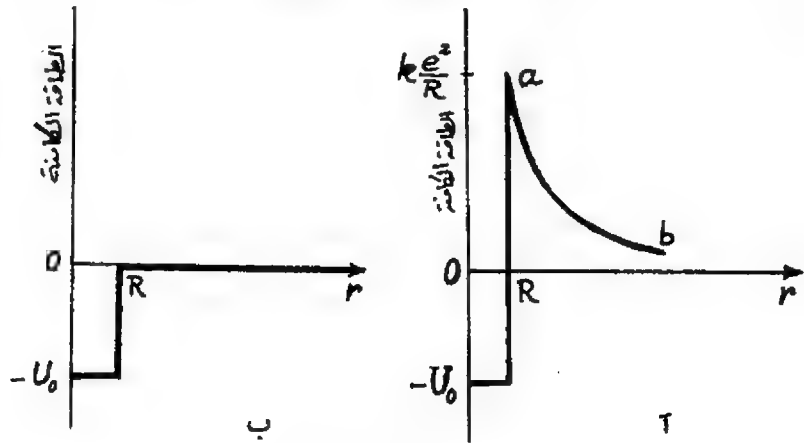


الشكل ١ - ١٢

f_1 قوة التفاعل بين البروتون و النوترون ، f_2 قوة التفاعل بين البروتون و النوترون الثاني ، و f_3 قوة التفاعل بين النوترونين . اما نواة الهليوم - ٣ (الشكل ١ - ١٢ - ب) فتتكون من بروتونين و نوترون . وتعمل في هذه الجسيمات أربعة أزواج من القوى : زوجان من القوى النووية f_1 و f_2 بين النوترون و بروتون ، زوج من القوى النووية f_3 الجاذبة بين البروتونين . وبالإضافة الى القوى النووية تؤثر ايضا في ${}^3\text{He}$ قوة كولون التنافعية f_4 . فإذا أخذنا بعين الاعتبار أن قوى كولون تنقص طاقة ارتباط النوى ، وان الطاقة الكامنة لشحنتين أوليتين تبعد الواحدة عن الأخرى مسافة $1,5 \cdot 10^{-16}\ \text{m}$ تساوي $0,9\ \text{MeV}$ استنتجنا أن طاقة التفاعل في نوائي ${}^3\text{He}$ و ${}^2\text{H}$ الناجمة عن القوى النووية فقط هي نفسها . إلا أن الفارق بين النواتين هو انه يوجد

في الاولى (H^+) قوة تفاعل بين النترونين (n, n) فضلا عن قوتي التفاعل بروتون نترون (p, n) ، بينما في النواة الثانية (He^+) هناك قوة تفاعل بين البروتونين (p, p) بالإضافة الى قوتي التفاعل بروتون نترون (p, n) . وبما أن طاقتي تفاعل هذه القوى متماثلتان نستنتج أن القوتين النوويين من طراز (n, n) و (p, p) متماثلتان. وسبق أن أوضحنا أن القوة النووية الفاعلة في بروتونين تماثل القوة المؤثرة في بروتون ونترون. وعلى هذا فيوسعنا أن نقول: يتفاعل أي نكلونين بقوى نووية متماثلة في القدر والطابع.

وعلى الرغم من هذا فإن قوة التفاعل الكلية بين بروتونين تختلف ، بفضل التفاعل الكولوني ، عن قوة التفاعل بين بروتون ونترون . ويوضح المخطط البياني على الشكل (١٣-١) هذا الأمر : فهو يمثل تبعية الطاقة الكامنة للمسافة في جملتين : بروتون - بروتون (الشكل ١-١٣-ب) و بروتون - نترون (الشكل ١-١٣-أ) .



الشكل ١ - ١٣

يتفاعل البروتونان عندما يكون أحدهما بعيدا عن الآخر بشحنتيهما وتعمل فيهما القوة الدافعة $k \frac{e^2}{r^2}$. تساوي الطاقة الكامنة لهذا التفاعل $k \frac{e^2}{r}$ أي أنها تتزايد عند تقارب البروتونين ، ويحدث هذا التزايد على طول القطعة a b من المنحني إلى أن تصبح المسافة بين البروتونين مساوية R حيث يبدأ تأثير قوى الجذب النووية ، عندئذ يتغير مسلك الطاقة الكامنة بشدة ويكف المنحني عن الصعود (مع نقصان r) بل على العكس فإنه يهبط بانحدار شديد نضطر إلى تمثيله بقطعة مستقيمة شاقولية

تقريبا . وسبب هبوط الطاقة الشديد هذا هو تغير القوى النووية مع المسافة بسرعة أكبر بكثير من سرعة تغير القوى الكولونية . وبما أن الطاقة الكامنة لقوى التجاذب سالبة ، فإن الطاقة الإجمالية للقوى الكولونية والنووية تفدو سالبة . ونحصل على شكل مماثل للتابع الكموني في حالة الجملة المكونة من نواة و بروتون ، ولا يختلف عن الشكل (١ - ١٣ - ٢) الا بمقدار الطاقة $(k \frac{Ze^2}{r} - k \frac{e^2}{r})$ عوضا عن $(k \frac{e^2}{r})$.

إن الطاقة الكامنة للبروتون داخل النواة سالبة ، ومعنى هذا أن ارتباط البروتون بالنواة متين ويسمى طراز تبعية الطاقة الكامنة للمسافة ، السارد على الشكل (١ - ١٣ - ٢) ، **حاجزا كمونيا** . فلكي يفلت البروتون من النواة أو ينفذ اليها عليه أن يتخطى الحاجز الكموني، أي أن يمتلك قدرا من الطاقة الحركية يفوق القيمة العظمى للطاقة الكامنة (ارتفاع الحاجز الكموني) .

اما الطاقة الكامنة بروتون - نوترون فلها طابع مختلف تماما (الشكل ١ - ١٣ - ب) . فليس للمنحني هنا جزء صاعد نتيجة القوى الكولونية . لأن النوترون لا يتأثر بأي قوة من جانب البروتون (الطاقة الكامنة تساوي الصفر) حتى تصبح المسافة بينهما مساوية R حيث يبدأ تأثير القوى النووية . وبدءا من هذه المسافة يهبط التابع الكموني بسرعة . يسمى هذا الطراز من التبعية (الشكل ١ - ١٣ - ب) **بئرا كمونية** ولكي ينفك النوترون عن النواة (يقفز من البئر الكمونية) يجب أن تكون طاقته الحركية كافية . أما النفوذ الى النواة فيستطيعه النوترون مهما كانت طاقته .

يوضح المخطط البياني (الشكل ١ - ١٣) أيضا جيدا الطابع النوعي للقوى النووية . فهي لا تتميز عن القوى الكولونية والتثاقلية كميًا فقط ، بل وكيفيا (وفقا لتبعيتها للمسافة) . ويتجلى الطابع النوعي للقوى النووية كذلك في تبعية هذه القوى لتوجه سبين Spin الجسيمات المتفاعلة . فلكل من البروتون والنوترون عزم ميكانيكي خاص يدعى **سبين** . وقد تبين أن مقدار القوى النووية لا يتوقف على المسافة بين النوى فحسب بل وعلى التوجه المتبادل لسبيناتها . ويستدل على وجود هذه التبعية من مقابلة نتائج تبعر **النوترونات** بتجزئيات الهيدروجين السوي والشاذ ٢).

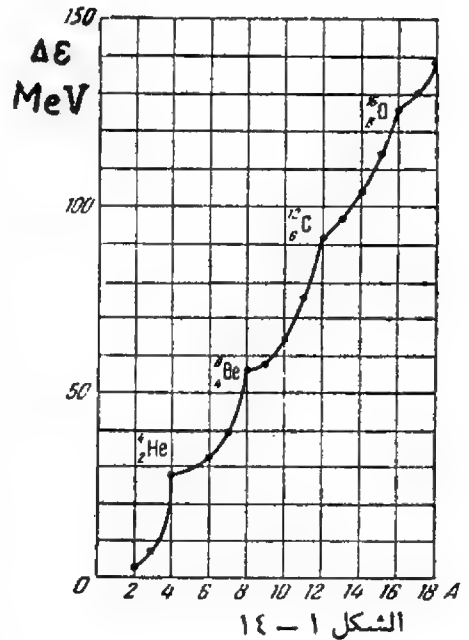
- (١) الفرق بين القوى التثاقلية والكولونية هو فرق كمي فقط : كلاهما تربيعي عكسي .
- (٢) يشكل ٢٥٪ على الأقل من الهيدروجين العادي في الدرجة $300^\circ K$.

وفي جزيئات الهيدروجين السوي يكون سبين البروتونين متوازيين ؛ اما في جزيئات الهيدروجين الشاذ فيكون سبين البروتونين متعاكسين . فلو كانت القوى النووية نترون - بروتون لاتتعلق بتوجه السبينات لكان تبعثر النترونات بجزيئي الهيدروجين متماثلا . إلا أن التجربة تبين أن جزيئات الهيدروجين الشاذ تبعثر النترونات البطيئة أكثر من جزيئات الهيدروجين السوي بثلاثين مرة !

ان اختلاف تبعثر النترونات بنوعي جزيئات الهيدروجين يدل على أن مقدار القوى النووية وبالتالي طاقة التفاعل بين الجسيمات لاتتعلق بالمسافة بينها فحسب بل وبتوجه سبينات الجسيمات المتفاعلة .

هناك خصيصة أخرى للقوى النووية وهي طابعها التكافئي . فالقوى النووية تشبه في هذا الصدد قوى التفاعل بين الذرات (القوى الكيميائية) . تتميز كل ذرة بتكافؤ معين أي بعدد معين من الروابط يمكن للذرة بموجبها أن تدخل في اتحادات مع الذرات الأخرى (عدد هذه الروابط يساوي الواحد عند المعادن القلوية ، وأربعة عند الكربون ، الخ) . وكذلك الجسيمات النووية فإنها لاتستطيع الارتباط بعدد اختياري من الجسيمات . وفضل طريقة لإيضاح هذه النقطة هي تأمل منحنى تبعية طاقة الارتباط لعدد النكلونات في النواة في حالة النظائر الخفيفة (الشكل ١ - ١٤) . فلو

كان التفاعل النووي يحدث بين كافة جسيمات النواة لكان على طاقة الارتباط أن تتبع مربع عدد النكلونات (وبعبارة أدق أن تتبع الجداء $A(A-1)$ حيث A عدد النكلونات) . إلا أننا نرى على الشكل (١ - ١٤) أن طاقة الارتباط ، باستثناء الجزء الابتدائي الصغير ، لاتتغير مع A تربيعيا بل خطيا . ومعنى هذا أن تفاعل الجسيمات النووية يبلغ الإشباع متى بلغ عددها حدا معينا . ويمكن تقدير هذا العدد من فحص الجزء الابتدائي من المنحنى . فنرى أن الإشباع يحل عندما يحدث انكسار في مسار منحنى طاقة الارتباط ، ويطرأ هذا الانكسار متى دخل النواة أربعة نكلونات : بروتونان ونترونان .



١ - ٧ - نصف قطر النوى

لنحدد قبل كل شيء المقصود بـ (أبعاد) النوى الذرية . سنستخدم هذا المصطلح بمعنى المنطقة التي يظهر فيها أثر القوى النووية . وعلى هذا تؤثر ، خارج النواة ، القوى الكولونية فقط ، بينما تؤثر داخل النواة القوى الكولونية والنوية معا .

يمكن تعيين أبعاد النوى الذرية بتحليل المعطيات التجريبية عن تبعثر البروتونات وجسيمات ألفا في المادة المحتوية على النوى المدروسة . فكما نعلم تتبعثر الجسيمات وفقا لدستور رودرفورد اذا كان تفاعل الجسيمات مع النواة كولونيا . ويحدث هذا التفاعل ما بقيت الجسيمات والنواة متباعدة نسبيا . أما اذا تقاربت الى مسافة تساوي أو تقل عن نصف قطر تأثير القوى النووية فإنه يحدث ما يسمى « التبعثر الشاذ » الذي لا يخضع فيه التوزيع الزاوي للجسيمات المتبعثرة لدستور رودرفورد . إلا ان الجسيم المشحون يقترب من النواة الى مسافة تتعلق بطاقة الحركة وبالتالي ، عند زيادة طاقة الجسيمات (بروتونات ، جسيمات α) يتحول التبعثر النظامي إلى شاذ ومن معرفة طاقة الجسيم التي يبدأ التبعثر عندها تحوله الى شاذ يمكن حساب نصف قطر النواة أي تلك المنطقة (ذلك الحيز) التي تتجلى فيها القوى غير الكولونية أي القوى النووية .

يمكن أيضا حساب نصف قطر النوى من المعطيات عن تبعثر الترونات العالية الطاقة نسبيا ($\sim 10 \text{ MeV}$) بهذه النوى .

وقد تبين من هذه المعطيات جميعا ان انصاف اقطار النوى تتغير بتغير عدد النكلونات في النواة . ويمكن التعبير بتقريب كاف عن قيمة نصف قطر النواة بالعلاقة التالية :

$$R = r_0 A^{1/3} = 1,5 \cdot 10^{-15} A^{1/3} \text{ m} \quad (1-19)$$

فتكون كثافة النوى ، بموجب (1-19) مساوية :

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{1,67 \cdot 10^{-27} \text{ A}}{\frac{4}{3} \pi (1,5 \cdot 10^{-15})^3 \text{ A}} \cong 1,2 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3 = 1,2 \cdot 10^{11} \text{ kg/cm}^3 \quad (1-20)$$

اي مقداراً ثابتاً ! ويسترعي النظر ضخامة قيمة كثافة المادة النووية: حوالي ١٢٠ مليون طن لكل سم ٢ .

١ - ٨ - نموذج النواة - القطرة

من الطبيعي أن يعين طابع القوى النووية خصائص الجملة النووية . ويمكن أن نسعى للتعبير سوريا عن خصائص النوى بالاستعانة بنموذج ما من النماذج المعروفة وهي : الحالات الغازية والمائعة والصلبة مثلاً . وقد تبين انه من الأنسب تشبيه النواة بقطرة مائعة . فالقوى الفاعلة في جزيئات المائع لها كرة تأثير محدودة شأنها في ذلك شأن القوى النووية . ثم إن كثافة المادة في الحالة المائعة (في درجة حرارة وضغط معينين) ثابتة تقريباً ومستقلة عن عدد الجسيمات المكونة للنواة . وتمتع الجسيمات النووية، مثل جزيئات المائع ، بحركة كافية . ونستدل على هذا من وجود عزوم مدارية كبيرة لدى بعض الجسيمات النووية .

وعند إثارة النواة ، أي تقديم طاقة إضافية إليها ، تتوزع هذه الطاقة على كافة الجسيمات النووية توزعاً إحصائياً كما تتوزع على الجزيئات الطاقة المقدمة للمائع لدى تسخينه . فإذا احتوت النواة من النكلونات على عدد كبير الى حد كاف ، توزعت طاقة الاثارة عليها وفقاً لقانون مكسويل . وبهذا المعنى يمكن الحديث عن درجة حرارة النواة كمقدار يحدد الطاقة الحركية الوسطية للجسيمات النووية .

ان نموذج النواة « القطرة المائعة » الذي كان فرنكل أول من اقترحه ثم طوره بور، يفسر تفسيراً جيداً الكثير من خصائص النوى . ولكن علينا أن ندخل في اعتبارنا أن « القطرة النووية » ، خلافاً لقطرة المائع العادي ، مشحونة بكثافة حجمية هائلة : $6 \cdot 10^{18} \text{ C/cm}^3$.

وفوق ذلك تتمتع الجسيمات الموجودة في النواة بخصائص موجية وتخضع للقوانين الكوانتية . ولهذا لا يمكن ، بموجب مبدأ باولي ، أن تتماثل حالات كافة

الجسيمات النووية، خلافا لما يحدث لجزيئات المائع. ففي النواة يمكن أن يوجد في كل حالة موصوفة بقيمة معينة للأعداد الكوانتية جسيما فقط من نفس الجنس على أن يكون سيناها متعاكسين .

١ - ٩ - الصيغة نصف التجريبية لطاقة ارتباط النوى .

يمكن انطلاقا من نموذج النواة : القطرة المائعة المشحونة إيجاد علاقة بين عدد نكولات النواة وطاقة ارتباطها . لنفترض ان النواة المدروسة تضم N نوترونا و Z بروتونا فيكون عددها الكتلي $A = N + Z$. سنعتبر عن طاقة النواة بوحدة الكتلة الذرية . فيكون لطاقة النواة وكتلتها نفس القيمة العددية . ان طاقة النواة هي ناتج جمع عدة حدود :

١ . الطاقة المرتبطة بكتلة الجسيمات النووية وقيمة هذا الحد تساوي :

$$\epsilon_0 = Nm + Zm_p = A m_n - Z (m_n - m_p) \quad (1-21) \text{ (طاقة حرة)}$$

إن Z بروتونا و N نوترونا لها الطاقة (الكتلة) ϵ_0 اذا كانت بحالتها الحرة .

٢ . عند تشكل النواة تتحرر كمية معينة من الطاقة . وكما ذكرنا يتحرر مقابل كل جسيم نووي نفس الكمية من الطاقة تقريبا . ولهذا يمكن بالتقريب اعتبار الطاقة المتحررة عند تشكل النواة متناسبة مع العدد الكلي لجسيماتها . وبالتالي يكون الحد الثاني مساويا :

$$\epsilon_1 = - a_1 A \quad (1-22) \text{ (طاقة حجمية)}$$

حيث a_1 ثابت تناسب موجب . ومعنى إشارة الناقص هو ان الطاقة تنقص عند تشكل النواة .

٣ . تمثل الصيغة $\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon_1$ طاقة النواة بتقريب شديد : إذ يفترض في هذه الصيغة ان كافة الجسيمات المكونة للنواة تقع على نفس سوية الطاقة $E = - a_1$. إلا ان الامر ليس كذلك . فليست الجسيمات النووية كلها مرتبطة بنفس الشكل، ولهذا ينبغي إدخال عدد من التصحيحات في العلاقة (1-22) . التصحيح الاول يدخله مراعاة الطاقة السطحية . فكما ان في قطرة المائع الحقيقي تكون الجزيئات

الواقعة على سطحها اضعف ارتباطا من الجزيئات الموجودة ضمن المائع وتمتص بالتالي بطاقة اكبر ، كذلك في النواة تتمتع النكلونات الواقعة على سطحها بطاقة إضافية سطحية بالمقارنة بالنكلونات الموجودة ضمن النواة . وتناسب قيمة هذه الطاقة الإضافية مع مساحة سطح النواة اي مع مربع نصف قطرها متناسب مع $A^{2/3}$ ، وبالتالي :

$$e_s = a_s A^{2/3} \quad (1-23) \quad (\text{طاقة سطحية})$$

تتألف الطاقة في قطرة عادية مائعة من الحدود الثلاثة المذكورة $e_0 + e_s + e_c$. اما في القطرة النووية فتنضاف إليها الحدود التالية .
 ٥. التصحيح الناجم عن الطابع الكوانتي للجسيمات النووية والذي لا يمكن تفسيره بنموذج القطرة .

تلاحظ نزع نحو التناظر في بنية النوى بحيث تتشكل ازواج $n-p$ اي أن النوى التي يكون فيها $N = Z$ (اي $A = 2Z$) هي الاكثر استقرارا وطاقة ارتباطها بالتالي هي الاكبر . إن الجيود عن المساواة $A = 2Z$ في أي من الاتجاهين يؤدي الي نقصان طاقة الارتباط (اي زيادة طاقة النواة) ولهذا في وسعنا افتراض ان هذا الحد المصحح يتوقف على مربع العدد النظيري $(N - Z)^2$ اي $(A - 2Z)^2$ ، فضلا عن ذلك يتبع هذا الحد العدد الكلي A للنكلونات فيكون :

$$e_c = a_c \frac{(A - 2Z)^2}{A} \quad (1-24) \quad (\text{طاقة تزاوج})$$

يسمى e_c الحد النظيري .

٥. التصحيح الناجم عن الطاقة الكامنة لشحنة النواة . فإذا اعتبرنا النواة كرة مشحونة حجميا بانتظام تبين لنا بالحساب أن هذه الطاقة تساوي :

$$e_e = \frac{3}{5} \frac{k (Ze)^2}{R} = \frac{3}{5} \frac{k (Ze)^2}{r_0 A^{1/3}} = a_e \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (1-25) \quad (\text{طاقة كولونية})$$

حيث k ثابت التناسب في قانون كولون و $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ m}$

$$a_s = 0,000\ 618 \text{ u} \quad \text{ويعطي الحساب}$$

٦. التصحيح الناجم عن تبعية القوى النووية لسبين الجسيمات المتفاعلة (الحد السبيني) . فبما أنه لا يمكن أن يوجد في أي حالة (معينة بأعدادها الكوانتية) سوى جسيمين متعاكسي السبين فإن السبين المحصل لعدد زوجي من البروتونات أو النيوترونات يساوي الصفر ، وهو يختلف عن الصفر إذا كان عدد الجسيمات فرديا . ولهذا فإن طاقة الارتباط لا تتوقف على عدد الجسيمات فحسب بل وعلى زوجية هذا العدد .

ولما كانت القوة النووية التي يخضع لها البروتون أو النيوترون هي نفسها فإن الحد المصحح ϵ_s الناشئ عن سبين الجسيم هو نفسه للبروتون أو للنيوترون . وفي وسعنا على هذا الأساس تقسيم كافة النوى الى ثلاث فئات (كما فعلنا في الفقرة ١ - ٥) : الأولى زوجية - زوجية والثانية فردية - زوجية و الثالثة فردية - فردية . ولقد تبين ان طاقة ارتباط النوى الزوجية - الزوجية هي الأكبر ، وطاقة ارتباط النوى الفردية - الفردية هي الأصغر ، بينما طاقة النوى الفردية - الزوجية لها قيمة متوسطة (راجع الشكل ١ - ١) ولهذا تنتقى قيمة الأمثال a_1 في الحدود المصححة بحيث يكون $\epsilon_s = 0$ في النوى الفردية - الزوجية . عندئذ لا يختلف ϵ_s في النوى الزوجية - الزوجية عنه في النوى الفردية - الفردية إلا بالإشارة اي :

$$\epsilon_s = \pm a_s \quad (1-26)$$

حيث تعود الإشارة العليا (زائد) للنوى الفردية - الفردية والإشارة السفلى (ناقص) للنوى الزوجية - الزوجية وكما قلنا $a_s = 0$ للنوى الفردية - الزوجية . وهكذا نجد ان الطاقة (الكتلة) الكلية للنواة تتكون من ستة حدود :

$$m = \epsilon = \epsilon_0 + \sum_{i=1}^5 \epsilon_i = Z m_p + N m_n + \sum_{i=1}^5 \epsilon_i \quad (1-27)$$

وكذلك طاقة (كتلة) الذرة المعتدلة :

$$M(A, Z) = Z m_H + (A - Z) m_n + \sum_{i=1}^5 \epsilon_i \quad (1-28)$$

ولكن طاقة الارتباط ، بموجب المعادلة (1-14) ، تساوي $\Delta \epsilon = \epsilon_6 - \epsilon$ ، إذن :

$$\Delta \epsilon = - \sum_{i=1}^5 \epsilon_i$$

$$\Delta \epsilon = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{(A - 2Z)^2}{A} - a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_5 \quad (1-29)$$

الإشارة العليا (ناقص) خاصة* بالنوى الفردية - الفردية والسفلى (زائد) الزوجية - الزوجية . من الأمثال a_1 الداخلة في (1-29) لا يحسب نظرياً سوى a_6 ، أما الأمثال الأخرى فتعين بالاستعانة بالمعطيات التجريبية عن طاقة ارتباط مختلف النوى . وقد وجد أن :

$a_1 = 0,01507$	$u = 14$	MeV	(15,75 MeV)	
$a_2 = 0,014$	$u = 13,03$	MeV	(17,8 MeV)	
$a_3 = 0,02075$	$u = 19,32$	MeV	(23,7 MeV)	(1-30)
$a_4 = 0,000618$	$u = 0,58$	MeV	(0,71 MeV)	
$a_5 = 0,036 A^{-3/4}$	$u = 33,5 A^{-3/4}$	MeV	(34 $A^{-3/4}$ MeV)	

(ملاحظة : إن قيم a_1 المعطاة بالـ MeV بين قوسين هي أحدث من الأولى ، كما أن القيمة :

$$a_5 = 0,009 A^{-1/2} u \quad (1-31)$$

أفضل من القيمة المذكورة . ومع ذلك فإن القيم « القديمة » صالحة لحل الكثير من المسائل بدقة كافية) .

تسمى العلاقة (1-29) الصيغة نصف التجريبية لأن كافة حدودها عُنيت نظريا بينما تم تعيين أمثالها تجريبيا .

١ - ١٠ - العلاقة بين شحنة النواة وعدد نكلوناتها في النوى المستقرة .

يُنتج عن الصيغة (1-27) أن طاقة (كتلة) النواة لا تتوقف على عدد الجسيمات A فقط بل على تركيب النواة (أي على Z) . ولو مثلنا بيانيا تغير طاقة (كتلة) النواة بتغير Z من أجل قيمة ثابتة لـ A لحصلنا على منحني له شكل قطع مكافئ (الشكل ١٥) وتكون الطاقة

في نهايتها الصغرى عندما يحقق Z الشرط :

$$\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial Z} \right)_A = 0 \quad (1-32)$$

ويكونون النواة عندئذ مستقرة ونزعم إلى شحنتها بـ Z_s (من بين مختلف الحالات الممكنة للجملة تتميز الحالة المستقرة بأنها تقابل الحد الأدنى من الطاقة) .

ومن (1-32) و (1-27) و (1-29) نجد :

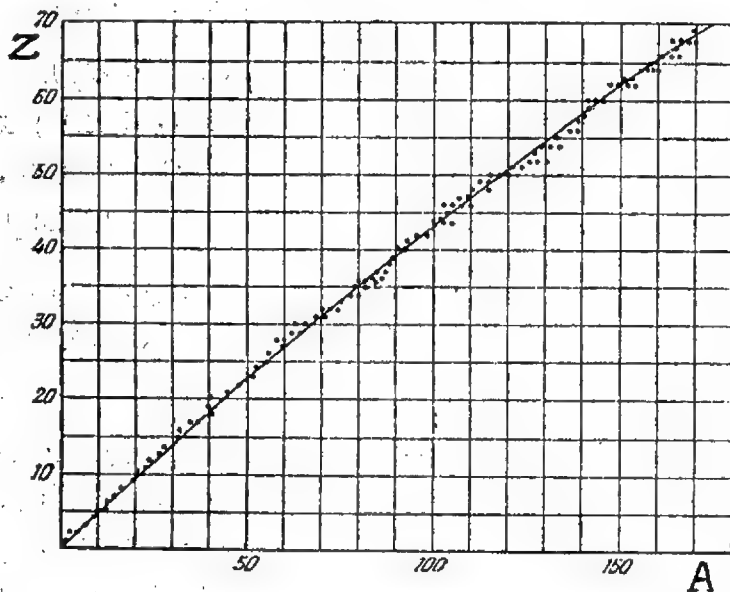
$$m_p - m_n - 4a_s \frac{A - 2Z_s}{A} + 2a_c \frac{Z_s}{A^{1/3}} = 0 \quad (1-33)$$

$$Z_s = \frac{m_n - m_p + 4a_s}{8a_s + 2a_c A^{2/3}} A = \frac{1,98 + 0,015 A^{2/3}}{1,98 + 0,015 A^{2/3}} A \quad (1-34)$$

نُستنتج من (1-34) أنه في حالة النوى المستقرة يقابل كل قيمة لـ A قيمة

معينة واحدة لـ Z هي Z_s ، وأنه بازدياد A يزداد Z_s . تتفق هذه النتيجة الأخيرة مع ما أوردها في الفقرة الرابعة انطلاقاً من دراسة التركيب النظيري للعناصر المستقرة . كما ينتج من (1-34) أنه عندما يكون A صغيراً يكون $Z_s \cong \frac{A}{2}$ تتفق هذه النتيجة أيضاً مع ما أوردها في الفقرة (1-3) من أننا لانصادف بين النوى الخفيفة إلا تلك التي يكون عدد بروتونات مساوياً لنصف عددها الكتلي تقريباً .

أما مدى اتفاق العلاقة (1-34) مع خصائص النوى المستقرة فنراه على الشكل (1-16) حيث يمثل الخط المستمر التابع (1-34) وتمثل النقاط النظائر المستقرة (لكافة العناصر الكيميائية) التي لا تقل وفرتها عن 10% . وكما نرى فإن النقاط إما واقعة على المنحنى وإما موجودة في جواره المباشر ، الأمر الذي يسمح لنا بالقول إن



الشكل ١-١٦

(١) يقابل بعض قيم A تكليدان مستقران مختلفان في قيمة Z (إزوباران) . أن هذه الحالات نادرة ويمكن النظر إليها على أنها استثناء من القاعدة : كل قيمة لـ A يقابلها قيمة واحدة لـ Z .

الصيغة نصف التجريبية (27-1) تمثل بأمانة كافية طاقة النوى، وان النوى المستقرة هي تلك التي يوافق تركيبها ، في حالة قيمة معينة لـ A ، الحد الأدنى من الطاقة .

١١-١ - نموذج النواة ذات الطبقات

تشكل النكلونات في النواة ، مثل الالكترونات الذرية ، طبقات بروتونية و نوترونية . إن تشكيل الطبقة هو نتيجة مبدا باولي الذي ينص على استحالة وجود جسيمين سبينهما $\frac{h}{2}$ في حالتين كوانتيتين متماثلتين . وتتميز الحالات المرتبطة الممكنة للجسيمات ، عادة ، بطاقة تفاعلها (مثلا المدارات الالكترونية الممكنة في ذرة رذرفورد - بور) أي أن كل حالة توافقها سوية طاقة محددة .

تتكون الطبقة من جسيمات في حالات قيم طاقاتها متقاربة . ويقال عن الطبقة إنها مغلقة (مغلقة أو مملوءة) اذا كانت كافة سوياتها مشغولة بالجسيمات . وتتمتع الطبقة المغلقة باستقرار اشد أي ان طاقة الارتباط بها اعلى من طاقة الارتباط بها نفسها قبل امتلائها .

وهكذا فإن النوى التي يكون عدد نكلوناتها موافقا بالضبط لطبقات مغلقة يجب أن تتمتع بخصائص مميزة يحددها الاستقرار غير العادي لتشكيلات الجسيمات الداخلة في تركيبها .

ان خصائص الطبقات الالكترونية الذرية معروفة جيدا : فإذا كان عدد الالكترونات في الذرة مساويا ٢ ، ١٠ ، ١٨ ، ٣٦ ، ٥٤ ، ٨٦ كانت الطبقة الخارجية مملوءة ومستقرة بحيث يكون تبادل الكترون مع ذرات أخرى غير مفيد إطلاقا من ناحية الطاقة . ولهذا يتعذر حدوث التفاعلات الكيميائية . إن الأعداد المذكورة هي الأعداد الذرية للغازات الخاملة (النادرة) . وقد وجد في النوى الذرية أعدادا مشابهة ، للبروتونات والنترونات ، تقابلها خصائص نووية استثنائية وهذه الأعداد هي : ٢ ، ٨ ، ٢٠ ، ٢٨ ، ٥٠ ، ٨٢ ، ١٢٦ (العدد الأخير خاص بالنترونات طبعا !) وسميت الأعداد السحرية كما سميت النوى التي تضم عددا من البروتونات أو النترونات يساوي أحد الأعداد المذكورة النوى السحرية . فمثلا تمتلئ الطبقة الأولى في النواة السحرية ${}^4\text{He}$ والثانية في النواة السحرية ${}^{16}\text{O}$ والثالثة في ${}^{40}\text{Ca}$ وهكذا ... وبما ان للنوى السحرية طبقات

مغلقة للبروتونات أو للنترونات أو لكليهما فإن **استقرارها أشد** . وهذا الاستقرار غير العادي هو السر في عدد من الخواص التي اكتشفت في البداية تجريبيا وشكلت الأساس لنموذج الطبقات النووية . ان طاقة الارتباط لهذه النوى كبيرة على نحو استثنائي حتى بالمقارنة بالنوى المجاورة الزوجية - الزوجية إنما غير السحرية . فإذا تجاوز عدد النكلونات العدد السحري لوحظ نقصان مفاجيء في طاقة الارتباط يؤدي ، خصوصا في حالة النترون الزائد على العدد السحري ، الى طاقة ارتباط صغيرة بصفة شاذة ونتيجة لهذا فإن احتمال قيام النوى ، التي عدد نتروناتها سحري ، بأمر نتروني مشع (n, γ) ، صغير جدا دائما . ومن جهة أخرى اذا كان التفكك β يؤدي الى نواة فيها نترون زائد على العدد السحري فإن طاقة الإثارة المتخلفة في النواة بعد التفكك β تكون كافية غالبا لإطلاق نترون من النواة وهو المسمى **النترون المتأخر** .

وفي ظروف أخرى تكون طاقة الاثارة غير كافية لانفصال نترون وعندئذ يؤدي التفكك β ، الذي يخلف نواة مثارة، الى انبعاث كوانتات γ فقط (فوتونات نووية) .

واذا تضمنت سلسلة من تفككات α أو β نواة ذات عدد سحري من البروتونات والنترونات فإن التفكك المولد لنواة سحرية يكون دوما مصحوبا بتححر طاقة، كبيرة على نحو شاذ ، الأمر الذي يشير مباشرة الى طاقة الارتباط العالية للنوى السحرية . وإن مجال الاستقرار الخاص بالنكليدات الثقيلة يتعين أيضا من الاستقرار الشديد ، على نحو استثنائي ، للنوى السحرية . ان نظائر الرصاص ($Z = 82$) أو النكليد ${}^{209}_{83}\text{Bi}$ ($N = 126$) هي آخر النكليدات المستقرة وهي النواتج النهائية لتفكك كافة النكليدات الأثقل ذات النشاط α . وبفض النظر عن أثقل النوى فإننا نعرف نشاطا من النوع α لنكليدات أعدادها الكتلية حوالي 150 يؤدي تفككها الى نوى ذات عدد سحري $N = 82$. وأخيرا فإن انشطار النوى الى قسمين غير متساويين ، والناجم عن النترونات الحرارية (البطيئة جدا) ، يمكن تفسيره بأن الحصول على قسمين يدخل في تركيبهما طبقات نترونية مغلقة شديدة الارتباط عدد نتروناتها 50 و 82 أمر أكثر ربحاً من الوجهة الطاقية . وفي الوقت نفسه فإن الإنشطار الى قسمين متساويين هو الأنسب من وجهة نظر نموذج القطرة ! ويكون للنوى ، التي فيها عدد سحري من البروتونات أو النترونات ، « هامش » استقرار معين تحفظ النوى بفضلها

استقرارها ولو تغير كثيرا عدد نكلونات الجنس الآخر . فمثلا للقصدير ($Z = 50$) أكبر عدد من النظائر المستقرة وهو عشرة ، ثلاثة منها زوجي - فردي . وهذه هي الحالة الوحيدة بين كافة العناصر . أما أكبر عدد للايوتونات المستقرة فيقابل العدد السحري $N = 82$. وأن آخر نواة مستقرة تحقق المساواة $N = Z$ هي النواة المضاعفة السحر للنكليد Ca^{40} ! (هناك خمس نوى مضاعفة السحر هي : He^4 ، O^{16} ، Ca^{40} ، Ca^{48} ، Pb^{208}) .

واخيرا فإن نموذج الطبقات ، كأي نموذج نووي آخر ، ليس شاملا ولا يستطيع تفسير خصائص كافة النوى .

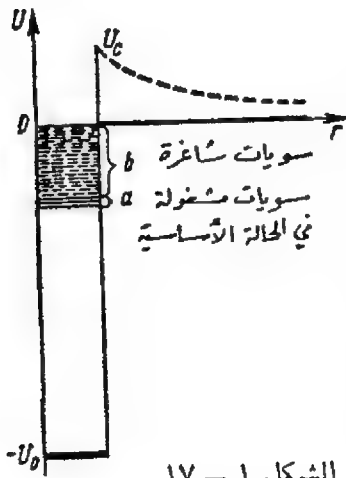
١ - ١٢ - سويات الطاقة في النواة

تكون النواة الذرية عادة في حالتها الطاقة الأساسية . وهذا يعني ان كافة نكلونات النواة تشغل اخفض سويات الطاقة . وفي الوقت نفسه فإن عدد الحالات الكوانتية الممكنة للنكلونات عظيم بالقدر الذي نشاء . ومع ذلك فإن الانتقال الى حالة ذات طاقة أعلى غير ممكن الا نتيجة بعض التأثيرات الخارجية التي تكسب النواة الطاقة اللازمة كأن يصطدم ، مثلا ، جسيم ما بالنواة او تمتص النواة كوانتا γ . تسمى النواة التي لديها فائض طاقي نواة مثارة . ومدة الإثارة قصيرة عادة وبمرور 10^{-14} s أو أقل بدءا من لحظة امتصاص الطاقة تنتقل النواة طوعا الى حالتها الأساسية (ويقال عندئذ انها « تفككت ») .

فإذا تعدت طاقة الإثارة طاقة ارتباط النكلون في النواة حدث الانتقال الى الحالة الأساسية ، بشكل رئيسي ، بإطلاق نكلون يحمل معه طاقة الإثارة كلها مستهلكا جزءا منها (وهو المساوي طاقة ارتباطه أي حوالي 8 MeV) في العمل ضد القوى النووية الجاذبة . وغالبا ما يكون هذا النكلون نترونا لأن النترونات لا تعبأ بالحاجز الكموني الذي يعيق البروتونات عن النفوذ الى النواة والإفلات منها . وعلى العموم تقوم بالانتقال الى الحالة الأساسية النواة المتبقية ، والتي نكلوناتها أقل بواحد من نكلونات النواة المثارة الاصلية ، مطلقة كوانتا γ .

اما اذا كانت طاقة الاثارة لا تتعدى طاقة ارتباط النكلون فإن الانتقال الى الحالة الاساسية يتم بإصدار كوانت γ واحد او ، كما يحدث غالبا ، بإصدار بضعة كوانتات γ متعاقبة تحمل طاقة الاثارة كلها . وقد بينت التجربة ان طيف أشعة γ هذه ذو طابع خطي (غير مستمر) دائما أي ان طاقة كوانتات γ لها قيم محددة منفصلة (غير متصلة) وهذا دليل تجريبي على كون النواة جملة كوانتية .

يبين الشكل (١ - ١٧) تخطيطيا السويات المنفصلة لطاقة النكلونات في النواة .



الشكل ١ - ١٧

ان بعضها ، وهو الذي له أخفض قيم الطاقة ، مشغول بالنكلونات في الحالة الاساسية للنواة . وعندما تثار النواة خارجيا فإن نكلونا او اكثر من نكلوناتنا يمكن ان يشغل سويات أعلى . وبما ان سويات النكلون مفصولة بعضها عن بعض بمجالات (مسافات) طاقة معينة فإن النواة لا تستطيع تلقي (تقبل) أي قدر من الطاقة بل فقط **دفعات معينة تماما** تقابل بالضبط طاقات انتقالات النكلون من حالة ادنى الى حالة أعلى . ان قيم هذه الدفعات الطاقية ، منسوبة الى النواة ككل تؤلف جملة سويات مثارة نووية او **طيغا طاقيا نوويا** .

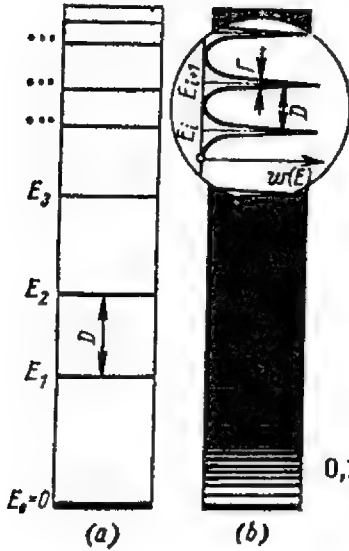
ان النوى ، الضعيفة الارتباط فقط ، للنكليدات الخفيفة He^3 ، H^3 ، H^2 هي التي ليس لها سويات مثارة . ففي البئر الكمونية لهذه النوى لا يوجد أي سوية شاغرة ، والكمية الدنيا من الطاقة التي يمكن إكسابها (نقلها) للنواة هي طاقة ارتباط نكلون واحد أي طاقة تخريب النواة . اما الطيوف الطاقية للنوى الأخرى فإن تعقيدها يزداد كلما ثقلت النواة .

وبما انه لا توجد نظرية شاملة للقوى النووية فإن التنبؤ بالطيوف النووية متعذر . وتبين المعطيات التجريبية انه لا يوجد نظام في ترتيب سويات الطاقة النووية ، وكذلك لا يوجد عمليا طيوف لها بنية مشابهة لتلك المميزة للطيوف الذرية . ولهذا السبب لم يحصل حتى الآن على علاقات تجريبية تجمع السويات النووية في بضع مجموعات . وان التأثير المتبادل القوي بين النكلونات وغياب جسم مركزي في النواة يحددان الطابع

المقعد للطيف . وإن اضافة أي نكلون جديد الى النواة يؤدي الى كمون نووي وسطي آخر ، وبالتالي ، الى طيف طاقي آخر للنواة .

وفي الوقت نفسه تكشف التجربة ملامح نظامية عامة للطيف النووية ، سميتها المميزة هي قيمة مجال طاقي ما يؤخذ على أنه متوسط المسافة بين السويات . فكلما كانت طاقة الاثارة اكبر والنكلونات في النواة اكثر كانت المسافة المتوسطة D بين السويات اقصر وكانت سويات النواة اكثر تقارباً على سلم الطاقة .

تثير المعطيات التجريبية ، في الأغلب ، إما الى اخفض السويات المثارة في النواة وإما الى السويات الواقعة فوق طاقة الاثارة المساوية لطاقة ارتباط النوترون وقريباً منها . وتلاحظ السويات الاخفض عندما تصدر كوانتات γ التي يثيرها التفكك الناجم عن النشاط الاشعاعي (انظر الفقرة ٢ - ٢٠) أو في اثناء التصادم مع جسيمات . أما السويات القريبة من طاقة ارتباط النوترون فتلاحظ عندما تمتص النوى نوترونات أو لدى تبعر النوترونات بالنوى .



نرى على الشكل (١ - ١٨) مخططين وضعت عليهما طاقة الاثارة وفق المحور y وهما يبينان تخطيطاً طيفي النوى الخفيفة والثقيلة . وتقابل الحالة الأساسية E_0 طاقة اثارة معدومة . ومثلت كل سوية طاقة في النواة بخط يقابلها . تقع السوية المثارة الاولى E_1 في النوى الخفيفة ($A < 50$) عند الطاقة $1 \text{ MeV} \sim$ في حين ان E_1 في النوى الثقيلة ($A > 200$) هي $0,1 \text{ MeV}$ أو اقل نوعاً ما .

الشكل ١ - ١٨

وتكون المسافة بين السويات الاولى من مرتبة بُعد السوية الاولى عن السوية الأساسية E_0 وازدياد طاقة الاثارة تتناقص المسافة الوسطية بين السويات . ومع

ذلك ففي النوى الخفيفة حتى عندما تكون الطاقة مساوية طاقة ارتباط النوترون (8 MeV) ، تبقى المسافة بين السويات كبيرة ($10 - 100 \text{ keV}$) . وفي حالة طاقة إثارة كهذه في النوى الثقيلة تكون المسافة بين السويات من رتبة ($1 - 10 \text{ eV}$) .

وإذا استمرت طاقة الإثارة في الزيادة غدت السويات أكثر تقارباً الأمر الذي ينتهي باختفاء البنية المنفصلة للسويات الطاقية في النواة ويغدو الطيف النووي متصلاً. وهذا ما لوحظ لدى نوى ذات أعداد كتلية مختلفة عند جعل طاقة إثارتها حوالى $10 - 20 \text{ MeV}$. هذا وإن ما يشجع اتصال (اندماج) السويات المنفصلة هو أن القيم الطاقية للسويات النووية ليست محددة بالضبط بل لها بعض العرض Γ وعندما تصبح عروض السويات من مرتبة المسافات بينها فإن الطيف النووي يخرج عن كونه منفصلاً وتستطيع النواة عندئذ أن تمتص كمية اختيارية من الطاقة .

نرى على (الشكل ١ - ١٨ - ب) ، بالإضافة إلى المحور y (طاقة الإثارة) ، المحور x الذي يعطي احتمال $w(E)$ تكون الحالة المثارة ذات الطاقة E في النواة. ويبين المنحنى البياني تغير الاحتمال بتغير طاقة الإثارة : فلاحتمال قيمة عظمى تقابل طاقة معينة (هي الأكثر احتمالاً) ويتناقص بسرعة عندما تحيد الطاقة عن قيمتها الأكثر احتمالاً .

إن عرض السوية Γ هو المسافة ، على سلم الطاقة ، بين تينك القيمتين اللتين يكون عندهما احتمال تشكل الحالة المثارة مساوياً نصف قيمته العظمى . إن وجود عرض للسويات المنفصلة للطاقة ناجم عن الطبيعة الجسيمية الموجية للجسيمات الدقيقة . وتلاحظ عروض السويات الطاقية تجريبياً باعتبارها عروضاً تجاوبية عند دراسة تفاعل الجسيم مع النواة وتعيين العلاقة بين مقطع التفاعل والطاقة (انظر الفقرة ٣ - ٥) . تتوقف قيمة العرض على الخصائص الذاتية للسوية ولكنها تزداد بزيادة طاقة الإثارة . وقد لوحظ ، عندما تمتص النوى نوترونات بطيئة ، سويات عرضها $0,1 \text{ eV}$ وهذا أصغر بكثير من المسافة بين السويات حتى عندما يكون مجال طاقة الإثارة من مرتبة طاقة ارتباط النوترون .

١ - ١٣ - سبين النواة وعزمها المغنطيسي

يكشف التحليل الطيفي ، للضوء الصادر عن الذرات ، بمطياف ذي مقدرة فصل عالية عن بنية دقيقة للخطوط الطيفية (مثال : ثنائية الصوديوم) . وتتطلب البنية الدقيقة للخطوط الطيفية بنية دقيقة لسويات الطاقة . وقد اوضح هذه البنية الاخيرة عام ١٩٢٥ غودشميت و اولنبك Goudsmit + Uhlenbeck بافتراض أن الالكتران ، بالإضافة الى عزم اندفاعه المداري ، له أيضا عزم اندفاع سبيني (وهذا شبيه بلف الأرض حول محورها في أثناء حركتها المدارية حول الشمس) . ونحصل على اتفاق مدهش مع النتائج التجريبية (التي حصل عليها شتيرن و غير لاخ) إذا أعطينا السبين

القيمة $\vec{s} = \sqrt{s(s+1)} \hbar$ مع اخذ $s = \frac{1}{2}$ (لأن عدد المرسومات $2s + 1 = 2$)

أي أن قيمة السبين هي $|\vec{s}| = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar$ أما مرسمه فيأخذ إحدى القيمتين

$\pm \frac{\hbar}{2} = \frac{h}{4\pi}$. ونقول اختصارا إن سبين الالكتران يساوي $\frac{1}{2}$ (مقدرا بوحدة \hbar) .

وقد تبين أن السبين خصيصة كوانتية نسبية .

ويرتبط بسبين الالكتران عزم مغنطيسي μ_e يساوي تقريبا جدا ما يسمى

مغنطون بور

$$\mu_e \# \mu_B = \frac{e}{m_e} \cdot \frac{\hbar}{2} = 9,274 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2 (= 9,27 \cdot 10^{-21} \text{ erg/gauss})$$

أما القيمة التجريبية لـ μ_e فهي $9,284 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2$.

كما أن العلاقة بين الشعاعين \vec{s} و $\vec{\mu}_e$ هي : $\vec{\mu}_e = -\frac{e}{m_e} \vec{s}$

(لأن الشحنة سالبة) .

وقد أدى تحسين التكنية الطيفية الى توسيع الفرضية الأساسية المذكورة :

فباستخدام مطياف ذي مقدرة عالية جدا نرى أن كل خط من خطوط البنية الدقيقة

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} \quad (*)$$

التي تحدثنا عنها (مثلا كل خط من خطي الصوديوم الاصفرين) يتألف في الحقيقة من بضعة خطوط متجاورة جدا (متقاربة جدا) . وتفسر هذه البنية « فوق الدقيقة » بان نسب للنوى عزوم اندفاع وعزوما مغنطيسية (Pauli 1924) وان نطبق عليها فيما يتعلق بتوجهها بالنسبة الى عزوم الاندفاع المحصل للالكترونات نفس القواعد الكوانتية المعروفة .

ان لكل من البروتون والنترون سبينا يساوي $\frac{1}{2}$ وبالإضافة الى السبين فإن للنكونات بفضل حركتها ضمن النواة ، ما يسمى « عزوم اندفاع مداري 1 » ولهذا فإن عزوم الاندفاع الكلي j للنكولون في النواة يمكن أن يساوي إما مجموع 1 و s (مقدرين بوحدة \hbar) في حال توازي \vec{I} و \vec{s} ، وإما الفرق بين I و s في حال تعاكس \vec{I} و \vec{s} أي : $j = I \pm \frac{1}{2}$

ان العزم الميكانيكي الكلي للنواة I (بوحدة \hbar) هو ناتج جمع العزوم j للنكونات المنفصلة كل على حدة أي أن $I = \sum j$ (يجري الجمع على كافة نكونات النواة) . ويكون ، كالمعتاد $|\vec{I}| = \sqrt{I(I+1)} \hbar$ ووفقا للمصطلحات التي ترسخت تاريخيا ، فقد شاع تسمية العزوم الميكانيكية الكلية I للنوى « سبينات » إلا انه علينا الان نسى ان سبين النواة لا يشتمل على سبينات النكونات فقط بل وعلى عزومها « المدارية » ايضا .

تبين النتائج التجريبية عدم وجود أي شذوذ عن هذه القاعدة . وبما أن العزم الكلي للنكولون « نصفي » فإن I ، تبعا لزوجية العدد الكتلي A او فرديته ، يكون إما عددا صحيحا وإما « نصفيا » . وتوضح النتائج التجريبية ان العزم الكلي I للنوى المستقرة الفردية لا يتعدى $\frac{9}{2}$ ، وأنه للنوى الزوجية يتراوح في معظم الحالات بين الصفر وخمسة . وهذا دليل على عدم مصادفتنا في الطبيعة نوى تتجه فيها عزوم النكونات j باتجاه واحد ، ولولا ذلك لبلغت قيمة I المئة وتجاوزتها . هذا وإن $I = 0$ لكافة النوى الزوجية - الزوجية دون استثناء ، وذلك بفضل تعادل عزوم النكونات الكلية والمتعاكسة مثنى مثنى .

يمثل السبين احدى الصلات النادرة بين التحليل الطيفي والفيزياء النووية .
وقد أدت دراسة البنية فوق الدقيقة للخطوط الطيفية الى تعيين الكثير من السبينات النووية .

يرتبط بسبين البروتون عزم مغنطيسي μ_p يعبر عنه بدلالة ما يسمى المغنطون النووي μ_N ويحسب هذا الاخير من مغنطون بور بعد استبدال كتلة البروتون بكتلة الالكترون أي ان المغنطون النووي أصغر من مغنطون بور بحوالي ألفي مرة :

$$\mu_N = \frac{e}{m_p} \cdot \frac{\hbar}{2} = 5,05095 \cdot 10^{-27} \text{ Am}^2$$

وقد وجد (في حالة البروتون الحر غير المرتبط بنواة) :

$$\mu_p = 2,7935 \mu_N$$

ويفسر شذوذ قيمة μ_p عن μ_N بدلا من مساواته بالتفاعل : $p \rightleftharpoons n + \pi^+$ إذ يقبل أن للميزون π^+ حركة مدارية خلال المدة التي يكون فيها البروتون في الحالة الافتراضية $(n + \pi^+)$.

وعلى الرغم من أن النترون لا يحمل شحنة كهربائية فإن له عزمًا مغنطيسيا يساوي، إذا كان حرا، $\mu_n = -1,9135 \mu_N$ وتشير اشارة الناقص الى ان العزم المغنطيسي للنترون يعاكس سبينه .

ويفسر هذا الأمر المدهش ، اي وجود μ_n وإشارته السالبة ، بأن النترون يقضي جزءا من الوقت في الحالة $(p + \pi^-)$ حسب التفاعل $n \rightleftharpoons p + \pi^-$ وأن الحركة المدارية لـ π^- هي السبب في نشوء العزم المغنطيسي السالب الملاحظ لدى النترون.

لنذكر أخيرا ان $\frac{\mu_p}{\mu_n} = -1,45989 \approx -\frac{2}{3}$. وفي الحقيقة لوحظ هذا الامر بعد الحصول عليه نظريا ! .

ان للنوى ايضا عزوما مغناطيسية كشفت عنها البنية فوق الدقيقة للخطوط الطيفية الذرية وتعزى هذه العزوم من جهة اولى الى العزوم المغناطيسية للبروتونات والنترونات ، ومن جهة ثانية الى حركة البروتونات في النواة ، تلك الحركة التي تولد الجزء المداري من العزم المغناطيسي . ولهذا ، وبالمشابهة مع العزم الكلي للنترون في النواة المؤلف من جزاين $\vec{s} + \vec{1} = \vec{j}$ (مقدرا بالوحدة \hbar) يمكن تمثيل العزم المغناطيسي للنترون بالمجموع :

$$\mu = (g_I I + g_S s) \mu_N \quad (1-35)$$

حيث g_I و g_S المضروبان الجيرومغناطيسيان المداري والسبيني على الترتيب . ومن الواضح ان هذين المضروبين للبروتون يختلفان عنهما للنترون . وبالتحديد نستطيع ان نكتب ، آخذين بعين الاعتبار ان $s = \pm \frac{1}{2}$:

$$\left. \begin{array}{l} g_I = 1 \\ g_S = 5,58 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{للبروتون :} \\ \text{و بهذا يقدو الحد الثاني في (1-35) مساويا } \mu_p \\ \text{للبروتون الحر) .} \end{array}$$

$$\left. \begin{array}{l} g_I = 0 \\ g_S = -3,82 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{للنترون :} \\ \text{و بهذا يقدو الحد الثاني في (1-35) مساويا } \mu_n \\ \text{للنترون الحر) .} \end{array}$$

والمقصود بالعزم المغناطيسي $\vec{\mu}_I$ للنواة (والذي مرسمه μ_I) هو العزم الناشئ عن إسهام كافة النكولات والمحمول على استقامة شعاع سبين النواة I ، لانها الاستقامة المتميزة الوحيدة في داخل النواة . ولهذا يمكن ان نعتبر العزمين المغناطيسيين والميكانيكي (السبين) مرتبطين بعلاقة خطية :

$$\mu_I = g_I I \mu_N \quad (1-36)$$

حيث g_I المضروب الجيرو مغنطيسي للنواة ، ويمكن التعبير عنه بدلالة g_s و g_I .
 في حين ان قيم السبين والعزم المغنطيسي لبعض النوى الخفيفة .

	$I, (\bar{h})$	$\mu_I (\mu_N)$
H^2	1	+ 0,857 407
H^3	$1/2$	+ 2,978 84
He^3	$1/2$	— 2,127 544
He^4	0	—
Li^7	1	+ 0,822 008
Li^6	$3/2$	+ 3,256 310

١ - ١٤ - العزم الكهربائي الرباعي للنواة •

إن الشحنة الكهربائية Ze للنواة هي من أهم مميزاتها إذ تعطي فكرة عن عدد البروتونات في النواة وعن قيمة الكمون الكولوني ، وتعين خصائص العنصر الكيميائية . إلا أن الشحنة Ze لا يمكن أن تعطي تصورا كاملا عن المميزات الكهربائية للنواة : إذ لا نستطيع من معرفتها أن نعلم أي شيء عن خواص النواة المتعلقة بتوزيع النكلونات فيها . فالشحنة هي أبسط مقدار مميز تكاملي إجمالي لخواص النواة الكهربائية .

هناك مقدار كهربائي مميز أكثر تعقيدا وهو **العزم الكهربائي الثنائي للنواة**. لنذكر ان العزم الثنائي مقدار تتمتع به جملة مكونة من شحنتين نقطيتين متساويتين قدرا q

ومتعاكستين إشارة (ثنائي القطب أو ذو القطبين) . فإذا كانت

$$-q \quad \frac{a}{q} \quad +q$$

المسافة بينهما تساوي a (الشكل ١ - ١٩) فإن العزم الثنائي

يساوي بالتعريف $d \equiv qa$.

الشكل ١ - ١٩

ويمكن لذي القطبين أن يتكون ليس فقط من شحنتين سالبة وموجبة (كما ذكرنا) بل ومن شحنة موجبة (أو سالبة) وأخرى صفرية (جسيم معتدل) وتتمتع جملة كهذه، عند وضعها في حقل كهربائي، بخاصة ذي القطبين وهي التوجه وفق الحقل (تدور الشحنة الموجبة بتأثير الحقل بالنسبة إلى مركز ثقل ذي القطبين) .

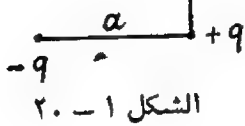
وبما أن النواة تتألف من بروتونات (شحنة موجبة) ونيوترونات (شحنة صفرية) ففي حال عدم انطباق مركزي ثقل البروتونات والنيوترونات يكون للنواة عزم كهربائي ثنائي .

لنسارع إلى القول أن العزم الثنائي للنوى يساوي الصفر إذا كانت في حالتها الأساسية (وهذا نتيجة قانون انحفاظ الزوجية) . وبما أن التجربة تؤيد ذلك ففي وسعنا القول : ينجم عن انعدام العزم الثنائي للنوى سريان قانون انحفاظ الزوجية في التفاعلات القوية (النوية) والكهرطيسية .

وهناك مقدار مميز أكثر تمقيدا هو العزم الكهربائي

الرباعي للنواة . وهو معيار حيود توزع شحنتها الكهربائية عن التوزع المتناظر كرويا .

يتكون رباعي القطب الأكثر بساطة من ذوي قطبين متماثلين وموجهين توجيها متعاكسا ومنزاحين مسافة b أحدهما عن الآخر (الشكل ١ - ٢٠) .



الشكل ١ - ٢٠

ان العزم الرباعي لهذه الجملة هو بالتعريف :

$$Q_0 = 2bd$$

$$= 2qab$$

أما إذا افترضنا أن شحنة النواة موزعة ضمنها بكثافة حجمية ρ وبحيث يكون للجملة محور تناظر z ، مثلا ، فإن العزم الرباعي للنواة يساوي :

$$Q_0 = \iiint (3z^2 - r^2) \rho d\tau$$

حيث $d\tau$ عنصر حجم و $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ مربع نصف القطر المتجه

لعنصر الحجم $d\tau$.

فإذا كانت m ثابتة القيمة (لاتتوقف على z أيضا) تعين العزم الرباعي Q_0 من شكل النواة فقط . فمثلا اذا كانت النواة على هيئة قطع ناقص دوراني كان :

$$Q_0 = \frac{2}{5} Z e (b^2 - a^2)$$

حيث b هنا نصف محور القطع الناقص باتجاه المحور z (السبين) ، و a نصف المحور في الاتجاه المعامد . فإذا كان $b > a$ كانت النواة ممتدة وفق السبين (لها شكل مغزل ()) و $Q_0 > 0$ أي عزمها الكهربائي الرباعي موجب . أما اذا كان $b < a$ فتكون النواة مضغوطة وفق السبين (لها شكل عدسة $<$) وعزمها الرباعي سالب () . وعندما يكون $a = b$ تتمتع النواة بتناظر كروي ويكون عزمها الرباعي معدوماً $Q_0 = 0$ ، وهذا حال النوى التي سبينها 0 أو $\frac{1}{2}$.

وفي الحقيقة يتصل العزم الرباعي بسبين النواة اتصالاً وثيقاً . فقد ذكرنا أن العزم الرباعي معدوم في حالة توزيع الشحنة المتناظر كروياً ، وهو التوزيع الذي يقابل ، وضوحاً ، الحالة $I = 0$ إذ لا يكون في هذه الحالة اتجاه متميز يمكن للاتناظر أن ينشأ بالنسبة إليه . ويعبر في الحالة العامة عن العزم الرباعي للنواة بالعلاقة :

$$Q = \frac{I(2I - 1)}{(I + 1)(2I + 3)} Q_0$$

وهكذا نجد أن النوى التي تتمتع بعزم رباعي هي التي سبينها $I \geq 1$. ونلاحظ أن لـ Q أبعاد (شحنة \times مساحة) . وتختار عادة شحنة البروتون e وحدة للشحنة و 10^{-28} m^2 وحدة للمساحة . وفيما يلي قيم العزوم الرباعية الكهربائية لبعض النوى .

(1) تبين أن الفرق بين a و b لا يتجاوز 10 % .

النواة	I	Q (e . 10 ⁻²⁸ m ²)
H ²	1	+ 0,002 73
⁵ B ¹¹	3/2	+ 0,0355
⁷ N ¹⁴	1	+ 0,007 1
⁸ O ¹⁷	5/2	— 0,027
¹³ Al ²⁷	5/2	+ 0,149
¹⁶ S ³³	3/2	— 0,064
¹⁶ S ³⁵	5/2	+ 0,045

تولد النوى التي يختلف عزمها الرباعي الكهربائي عن الصفر حقلا كهربائيا لا يتمتع بتناظر كروي ، الامر الذي يؤدي إلى تشكل سويات طاقة إضافية للالكترونات الذرية، وبالتالي الى توليد خطوط إضافية في البنية فوق الدقيقة للطيف الذرية . وتتوقف المسافة بين هذه الخطوط على قيمة العزم الرباعي . (عند وضع النواة في حقل كهربائي غير متجانس تنشأ طاقة تفاعل إضافية متناسبة مع $Q \left(\frac{\partial E}{\partial z} \right)$.

الفصل الثاني

النشاط الإشعاعي

٢-١ - تعاريف

هناك نوى غير مستقرة وهي تسعى لتغيير بنيتها طوعا . ويتغير في أثناء المرحلة الانتقالية واحد على الأقل من الوسطاء الثلاثة : العدد الكتلي A ، العدد الذري Z ، سوية طاقة النواة .
وفي معظم الحالات (وليس دائما) تنقسم النواة الى قسمين غير متساويين بالمرة ، وذلك حسب المخطط العام جدا :



ويكون الجسيم اصغر بكثير من النواة المتبقية Y . ويتولد الفوتون في عملية ثانية تلي تحول X الى $*Y$ المثار وذلك عندما تتحول $*Y$ المثار الى Y ذات طاقة داخلية اقل + فوتون . ويقال عن النواة X انها فشيطة إشعاعيا ، ويكون الجسيم المادي المقذوف والفوتون إشعاع النواة ويمكن ان يكون الجسيم جسيم الفا (نواة الهليوم He^4) او الكترونا سالبا او موجبا ، او نترونا في حالات استثنائية جدا .

٢-٢ - القانون الزمني للنشاط الإشعاعي

يتناقص بسبب التفكك الإشعاعي عدد الذرات (النوى) الابتدائية X بمرور الزمن . وتدل التجربة على ان هذا التناقص يخضع لقانون أستي . ويمكن تحليل هذا القانون بفرضيات بسيطة جدا .

لنتأمل في اللحظة t نواة وحيدة نشيطة إشعاعيا . نحن لجهل متى ستفكك إلا أنه يمكن القول إن احتمال تفككها في المجال القصير جدا بين اللحظتين t و $t + dt$ يتناسب مع عرض هذا المجال الزمني أي أن هذا الاحتمال يساوي λdt . إذن فاحتمال التفكك مستقل عن t أي مستقل عن عمر الذرة (النواة) فهو نفسه سواء أكانت الذرة قديمة قدم الأرض أم كانت قد تشكلت قبل لحظات نتيجة تفكك نواة أخرى أو تقلبيها . كما أن الاحتمال مستقل عن الحالة الفيزيائية (الغازية أو المكثفة) للمادة X وعن تركيزها وعن المركبات الكيميائية التي يمكن أن تكون داخلية فيها ، ومستقل عن درجة الحرارة (ضمن حدود واسعة جدا) فهو إذن خاص بالذرة المعتبرة .

لننظر الآن في عدد كبير من الذرات (وهذا ما يحدث عمليا نظرا لضخامة عدد أفوغادرو) . إن عدد النوى المتفككة في المجال الزمني بين اللحظتين t و $t + dt$ يجب أن يتناسب مع dt ومع عدد النوى $N(t)$ التي لم تتفكك حتى اللحظة t أي:

$$\begin{aligned} dN(t) &= -\lambda N(t) dt \quad (2-2) \\ \text{أو} \quad \frac{dN(t)}{N(t)} &= -\lambda dt \end{aligned}$$

ويعطي تكامل هذه المعادلة التفاضلية :

$$\ln N(t) = -\lambda t + C \quad \text{أو} \quad \ln N(t) = \ln e^{-\lambda t} + \ln C = \ln C e^{-\lambda t}$$

أو $N(t) = C e^{-\lambda t}$ حيث $C = N(0)$ عندما $t = 0$ وعلى هذا يكون :

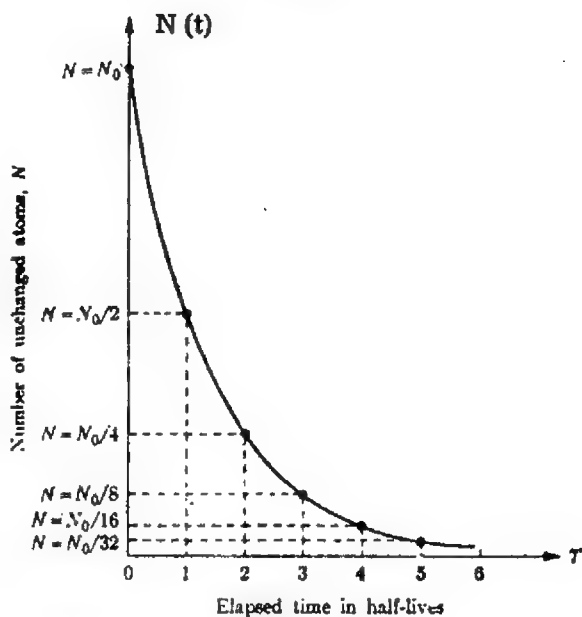
$$N(t) = N(0) e^{-\lambda t} \quad (2-3)$$

أو $(N = N_0 e^{-\lambda t})$ (قانون التفكك أو التلاشي الإشعاعي) حيث $N(t)$ عدد الذرات المتبقية في اللحظة (t) (أي الجاهزة للتفكك) .

وبما أن كتلة المادة المشعة $m(t)$ متناسبة مع عدد ذراتها $N(t)$ يمكن كتابة القانون (2-3) كما يلي :

$$m(t) = m(0) e^{-\lambda t} \quad \text{أو} \quad (m = m_0 e^{-\lambda t}) \quad (2-4)$$

إن هذا القانون محقق تجريبيا بدقة عالية ، الامر الذي يبرر كافة الفرضيات التي وضعناها بخصوص λ . ونلاحظ أن المقدار λ له ابعاد مقلوب الزمن (s^{-1}) ولهذا فإن له معنى الاحتمال في وحدة الزمن ويسمى ثابتة النشاط الاشعاعي ويمثل الشكل (١-٢) الخط البياني لتغير عدد الذرات المتبقية بدلالة الزمن t .



الشكل ١-٢

إن دور (تفكك نصف) المادة المشعة T او ما يسمى عمر النصف (العمر النصفى) هو المدة التي يتفكك بانقضائها نصف الذرات، أي يصبح عدد الذرات المتبقية $N(T) = \frac{N(0)}{2}$ والعلاقة بين T و λ بسيطة جدا وبالفعل فإن :

$$\frac{N(T)}{N(0)} = e^{-\lambda T} = \frac{1}{2}$$

تعطي :

$$\lambda T = \ln 2 = 0,693$$

(2-5)

فالدور إذن هو المدة التي يكون احتمال تفكك كل ذرة في اثنائها مساويا لـ أي

٥٠ % .

لنبين الآن المعنى الزمني المرتبط بـ λ . ان عدد النوى المتفككة في المجال بين t و $t + dt$ أي التي عاشت t ثانية هو $\lambda N(t) dt$ ، ومجموع اعمار هذه النوى هو $\int \lambda N(t) dt$. اما مجموع اعمار كافة النوى N_0 التي كانت موجودة في اللحظة

وهذا فإن العمر الوسطي للنواة هو : $\int_0^{\infty} t \lambda N(t) dt$ فهو $t = 0$

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N(t) dt = \lambda \int_0^{\infty} \frac{-\lambda t}{t} e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}$$

اي :

$$T = 0,693 \tau \quad \text{أو} \quad \lambda \tau = 1 \quad (2-6)$$

وفي وسعنا أن نكتب قانون التفكك الاشعاعي كما يلي :

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} = N_0 e^{-0,69 t/T} = N_0 2^{-t/T}$$

ونرى انه بانقضاء الزمن τ ينقص عدد الذرات المتبقية e مرة : $\frac{N(\tau)}{N_0} = \frac{1}{e}$
 هذا ويتغير الدور T للمواد المشعة المختلفة ضمن حدود واسعة جداً : فهناك
 مواد تصدراشعة α بأدوار تتراوح بين $({}_{84}\text{Po}^{212}) 3.10^{-7} \text{ s}$ و $({}_{60}\text{Nd}^{144}) 5.10^{15} \text{ a}$

٢ - ٣ - النشاط أو معدل التفكك (التلاشي)

يمكن قياس نشاط كمية ما من النكليد المشع X بعدد التفككات في الثانية :

$$a(t) \equiv \lambda N(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \equiv a(0) e^{-\lambda t} \quad (2-7)$$

ونرى أن :

$$a(0) \equiv \lambda N_0 \quad \text{حيث} \quad a(T) = \frac{a(0)}{2} \quad (2-8)$$

••

علوم - الفيزياء النووية م - ٥

كما نلاحظ ان :

$$\frac{N(t)}{N(0)} = \frac{m(t)}{m(0)} = \frac{a(t)}{a(0)} = e^{-\lambda t} \quad (2-9)$$

واذا ضمت العينة عدة نكليدات مشعة كان نشاطها الكلي ، في اي لحظة t ، مساويا
للمجموع $\sum \lambda_i N_i(t)$

ان وحدة النشاط في الجملة الدولية للوحدات SI هي البكرل ورمزها
Bq (Becquerel) الذي هو بالتعريف تفكك واحد/ثانية :

$$1 \text{ Bq} \equiv 1 \text{ dis/s (dés/s)} \quad (2-10)$$

اما الوحدة التي كانت معتمدة قبل البكرل (والتي مازالت مستعملة بصفة غير
رسمية) فهي الكوري ورمزها Ci وتساوي :

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq} = 37 \text{ GBq} \quad (2-11)$$

وقد اختير هذا الرقم في الماضي لانه يمثل بتقريب جيد نشاط غرام واحد من
الراديوم معزول عن نواتج تفككه . ويستخدم عمليا (بصفة غير رسمية) الملي كوري
m Ci والميكروكوري $\mu \text{ Ci}$.

$$1 \mu \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^4 \text{ Bq} = 37 \text{ kBq}$$

$$1 \text{ mCi} = 3,7 \cdot 10^7 \text{ Bq} = 37 \text{ MBq}$$

ولنذكر ان الجسم البشري ، بسبب ما يحتويه من C^{14} و K^{40} و Ra^{226} ،
مشع قليلا ونشاطه من مرتبة $0,25 \mu \text{ Ci}$. اما النشاط داخل المفاعل G2
في Marcoule بفرنسا (150 000 kW) اثناء العمل فهو حوالي $10^{10} - 10^{11} \text{ Ci}$.

وبما انه يمكن التعبير عن كمية من عنصر مشع بالغرامات أو بالكوري فإنه يحسن
بنا ان نجد الرابطة بين هذين المقدارين . فمن تعريف الكوري نجد عدد الذرات التي
تعطي نشاطا قدره 1 Ci

$$N(1 \text{ Ci}) = \frac{3,7 \cdot 10^{10}}{\lambda} \quad (2-12)$$

وبما أن كتلة الذرة هي $\frac{M}{N_A}$ حيث M كتلة ذرة غرامية (الكتلة المولية) و N_A

عدد أفوغادرو فالكتلة المقابلة لنشاط قدره 1 Ci هي إذن :

$$m(1 \text{ Ci}) = N(1 \text{ Ci}) \frac{M}{N_A} = \frac{3,7 \cdot 10^{10} M}{\lambda N_A} \quad (2-13)$$

$$m(1 \text{ Bq}) = \frac{1}{N_A} \cdot \frac{M(g)}{\lambda(s^{-1})} \quad \text{أو} :$$

أو بدلالة الدور T ، بالاستفادة من (2-5) ويوضع قيمة عدد أفوغادرو :

$$m(1 \text{ Ci}) \cong 8,9 \cdot 10^{-14} \cdot M \cdot T \quad (2-14)$$

أما الكتلة الموافقة لنشاط قدره a كوري فهي طبعا $a m(1 \text{ Ci})$ غراما .

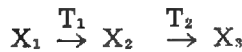
ويقاس نشاط المادة المشعة بسهولة بفضل كواشف الإشعاعات . وعلينا أن نتذكر

أن النشاط يتناقص مع الزمن حسب نفس القانون الأسّي الذي يخضع له $N(t)$ (انظر (2-7) .

٢ - ٤ - التوازن الإشعاعي

لنفترض أن الذرة X_2 المتولدة من ذرة مشعة X_1 هي نفسها مشعة وأن

دوريهما هما T_2 و T_1 على الترتيب أي :



ولنفترض أنه في اللحظة $t = 0$ كان لدينا N_{10} ذرة من المادة (1) . لننظر كيف

تنمو المادة (2) . مع الزمن بافتراض أن كميتها الابتدائية معدومة . لدينا بموجب (2-3) :

$$N_1 = N_{10} e^{-\lambda_1 t} \quad (2-15)$$

وفضلا عن ذلك يعاني العدد $N_2(t)$ خلال كل مجال dt تحولا مضاعفا : فمن جهة أولى يزداد بمقدار $\lambda_1 N_1 dt$ الذي يمثل تفكك X_1 المولد لـ X_2 . ومن جهة ثانية ينقص بمقدار $\lambda_2 N_2 dt$ نتيجة تفكك X_2 . وعلى هذا يكون :

$$dN_2 = \lambda_1 N_1 dt - \lambda_2 N_2 dt \quad \text{أو} :$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (2-16)$$

إن حل هذه المعادلة التفاضلية هو :

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (2-17)$$

وتبدأ كمية المادة X_2 ، اعتبارا من اللحظة $t = 0$ ، بالنمو على حساب تلاشي المادة X_1 ثم تمر بنهاية عظمى في اللحظة t_{\max} التي نحددها من الشرط :

$$\frac{dN_2(t_{\max})}{dt} = 0 \quad (2-18)$$

فنجد :

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} e^{(\lambda_2 - \lambda_1) t_{\max}} = 1 \quad \text{وبالتالي} :$$

$$t_{\max} = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \quad (2-19)$$

وبما أن نسبة عدد ذرات المادتين X_1 و X_2 في أي لحظة تساوي :

$$\frac{N_2(t)}{N_1(t)} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t})$$

فإن قيمة هذه النسبة في اللحظة t_{\max} هي :

$$\frac{N_2(t_{\max})}{N_1(t_{\max})} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (1 - e^{-\ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1}})$$

$$= \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2}) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \quad (2-20)$$

ويمكن الوصول الى هذه النتيجة فوراً من (2-16) اذا تذكرنا ان الشرط (2-18) يؤدي الى :

$$\lambda_1 N_1(t_{\max}) - \lambda_2 N_2(t_{\max}) = 0$$

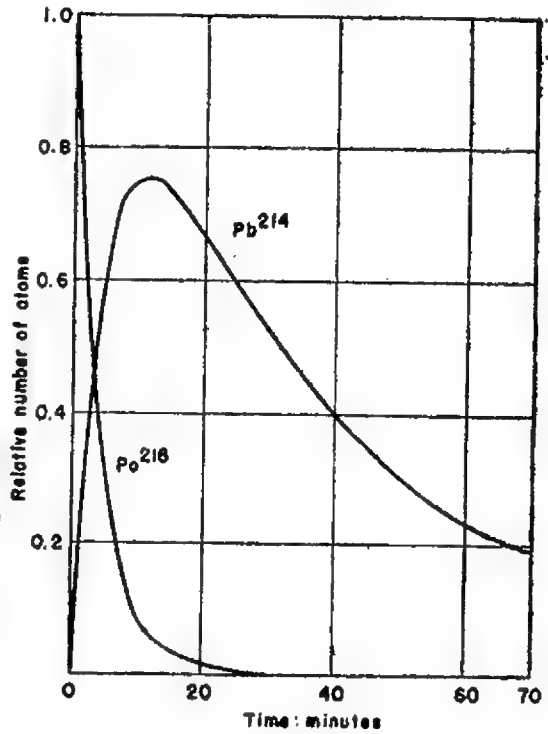
بعد ذلك يتناقص $N_2(t)$ وتتوقف سرعة تناقصه على القيمة النسبية لـ λ_2 و λ_1 . لنناقش ذلك .

أولاً : $\lambda_1 > \lambda_2$ (اي $T_1 < T_2$) اي ان المادة X_1 أسرع تفككا وبالتالي أقصر عمراً .

فبعد زمن كاف $t \gg T_1$ يصبح الحد $e^{-\lambda_1 t}$ في (2-17) مهماً امام $e^{-\lambda_2 t}$ ويكون عندئذ :

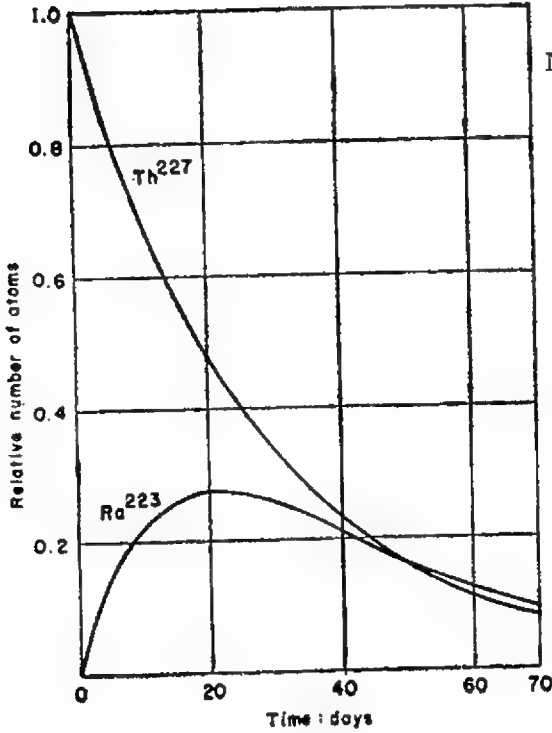
$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} N_{10} e^{-\lambda_2 t} \quad (2-21)$$

أي يتلاشى $N_2(t)$ حسب سرعته الخاصة (التي يحددها المضروب الأسّي اي λ_2) . وهذا ما يوضح الشكل (٢ - ٢) إذ نرى عليه تلاشي ${}^{218}\text{Po}$ ($T_1 = 3.05$ دقيقة) الذي يكون صافياً في اللحظة $t = 0$ ونمو ${}^{214}\text{Pb}$ ($T_2 = 26.8$ دقيقة) ثم تلاشيهِ .



الشكل ٢ - ٢

ثانياً: $\lambda_1 < \lambda_2$ (أي $T_1 > T_2$) بعد زمن أطول بمقدار كاف من T_2 يفدو
 $e^{-\lambda_2 t} < e^{-\lambda_1 t}$ ونجد من (2-17) :



الشكل ٢ - ٣

$$N_2(t) \cong \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_1 t} = \frac{\lambda_1 N_1(t)}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (2-22)$$

ونرى ان سرعة تلاشي X_2 تساوي سرعة تلاشي X_1 (كلاهما محكوم بـ λ_1) .

أي ان المادة الأم تفرض على المادة الوليدة سرعتها الخاصة وهذا ما يوضحه الشكل (٢ - ٣) إذ نرى عليه تلاشي ^{227}Th ($T_1 = 18.2$ يوما) الذي يكون صافيا في اللحظة $t = 0$ ، ونمو ^{223}Ra ($T_2 = 11.7$ يوما) ثم تلاشيهِ . كما نلاحظ ان نسبة كميتي المادتين تبقى ثابتة :

$$\frac{N_2(t)}{N_1(t)} \cong \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (2-23)$$

تسمى هذه الحالة توازنا اشعاعيا انتقاليا .

وكذلك فان نسبة نشاطي المادتين تبقى ثابتة : وبالفعل اذا ضربنا طرفي (2-23)

بـ $\frac{\lambda_2}{\lambda_1}$ نجد :

$$\frac{\lambda_2 N_2(t)}{\lambda_1 N_1(t)} \cong \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{1}{1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2}} > 1$$

(ب) وفي الحالة الخاصة عندما يكون $\lambda_1 \ll \lambda_2$ نجد من (2 - 22) (اي عندما $t \gg T_2$:

$$N_2(t) \cong \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{10} e^{-\lambda_1 t} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1(t) \quad (2 - 22')$$

$$\frac{N_2(t)}{N_1(t)} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = C \frac{te}{\quad} \quad (2 - 23')$$

تسمى هذه الحالة ايضا **توازنا إشعاعيا انتقاليا** . وكمثال عليها نذكر تفكك Ra^{224} ($T_1 = 3.66$ يوما) ليولد Tn^{220} ($T_2 = 5.0$ ثانية) . فإذا اتخذنا مبدا للزمن لحظة كون عينة Ra^{224} صافية فإن نشاط Tn^{220} يتزايد مدة بضع دقائق ثم يتناقص باستمرار وفق دور النواة الأم (3.66 يوما) .

(ج) أما إذا كان $\lambda_1 \ll \lambda_2$ (اي $T_1 \gg T_2$) وكان T_1 اطول بكثير من مدة دراسة العينة جاز لنا القول إن $e^{-\lambda_1 t}$ لا يتغير كثيرا خلال مدة التجربة (اي عمليا ثابت) وبالتالي ، اذا بقي الشرط $t \gg T_2$ محققا ، يكون :

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1(t) = C \frac{te}{\quad} , \quad (T_1 \gg t \gg T_2) , \quad (2 - 24)$$

أو :

$$\lambda_1 N_1(t) = \lambda_2 N_2(t) = C \frac{te}{\quad} \quad (2 - 25)$$

اي تكون **كمية المادة البنت ثابتة** ويبرر لنا النشاط ثابتا . والمعنى الفيزيائي لثبات النشاط هو أن عدد ما يولد من نوى المادة البنت يساوي عدد ما يتفكك منها . تسمى هذه الحالة **التوازن الدائم** (أو الأبدي أو السرمدي) .

ويحدث التوازن الدائم عندما تتشكل المادة المشعة بمعدل ثابت سواء نتيجة تفكك مادة دورها طويل جدا كما ذكرنا آنفا أو نتيجة تفاعل نووي (في السيكلوترون أو المفاعل النووي) . وفي كلتا الحالتين ، وبعد انقضاء بضعة T_2 ، يبلغ N_2 قيمته

التوازنية التي يكون عندها معدل تفككه $(\lambda_2 N_2)$ مساويا **المعدل الثابت** لتوليدته (الإنتاجه) وهو $\lambda_1 N_1$ (انظر (2-25) .

نلاحظ انه في حالة التوازن الدائم يكون $e^{-\lambda_1 t}$ (وبالتالي $N_1(t)$) ثابتا خلال مدة التجربة . أما في حالة التوازن الانتقالي فليس في وسعنا اعتبار $e^{-\lambda_1 t}$ ثابتا . وفي الحقيقة فإن كون التوازن دائما او انتقاليا يتوقف على مدة دراسة العينة .

ان المعادلة (2-22') لاتصح إلا اذا كان $t \gg T_2$. أما اذا اردنا معرفة كيفية تغير $N_2(t)$ في اللحظات الاولى (القريبة من مبدأ الزمن) فإننا نكتب (2-17) كما يلي:

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} e^{-\lambda_2 t} [e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} - 1] \quad (2-26)$$

$$\approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{10} e^{-\lambda_2 t} (e^{\lambda_2 t} - 1) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{10} (1 - e^{-\lambda_2 t}) , \quad (2-27)$$

نلاحظ أن N_2 يتوقف على λ_1 في (2-22') بينما يتوقف N_2 نفسه على λ_2 في (2-27) . ولتحديد معنى الشرط $t \gg T$ الذي يسمح بالحصول على (2-21) ، (2-22) ، (2-22') ، (2-24) وكذلك لتقدير قيمة N_2 في (2-27) من المناسب فحص الجدول الآتي :

t	$e^{-\lambda t}$	$1 - e^{-\lambda t}$
0	1	0
1 T	$1/2 = 0,5$	0,5
2 T	$1/2^2 = 0,25$	0,75
3 T	$1/2^3 = 0,125$	0,875
4 T	$1/2^4 = 0,0625$	0,9375
:	:	:
:	:	:
10 T	$1/2^{10} \approx 0,001$	$\sim 0,999$

نرى في الجدول انه اذا كان $t = 4 T_2$ تحققت المساواة (2-24) بدقة تقرب من ٦ % . اما اذا كان $t = 10 T_2$ فإن المساواة المذكورة محققة بدقة تقرب من ٩٠ % !
ولإنشاء المنحنيين $e^{-\lambda t}$ و $1 - e^{-\lambda t}$ ننتفع بالجدول آخذين قيم t التي

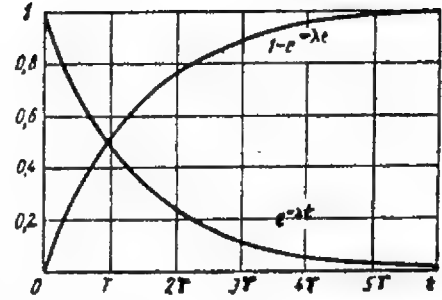
تساوي عددا صحيحا من T (الشكل ٢ - ٤) .

يستفاد من المعادلة « الأبدية »

(2-25) على نطاق واسع لتعيين أعمار المواد المشعة الطويلة الأعمار شريطة تحقيق الشرط :

$$T_1 \gg t \gg T_2$$

مثال : تحول الراديوم Ra^{226} الى رادون Rn^{222} . من المعروف ان الراديوم يطلق جسيمات α متحولا الى غاز الرادون ودور هذا التحول $T_1 \approx 1620$ سنة.



الشكل ٢ - ٤

ويطلق غاز الرادون بدوره جسيمات α متحولا الى Po^{218} (ورمزه القديم $Ra A$. ومن المستحسن التخلي عن الرموز القديمة من طراز $Ra A$ و $Ra B$ التي استعملت في بداية دراسة ظاهرة النشاط الإشعاعي) ، ودور هذا التحول $T_2 = 3.8$ يوما . ونرى ان $T_1 \gg T_2$ بحيث يمكن تحقيق الشرط $T_1 \gg t \gg T_2$ واستخدام المعادلة (2-27) اما الشرط $N_{20} = 0$ عندما $t = 0$ فيحقق بوضع محض Ra في حباب زجاجية ذات انبوب متصل بمخلية . تشغل المخلية فتصبح الحبابة بعد مدة خالية من غاز Rn . عندئذ يقطع الاتصال بين الحبابة والمخلية وتعتبر لحظة القطع هذه $t = 0$ وبدءا منها يتزايد عدد نوى الرادون وفقا للعلاقة (2-27) :

$$N_{Rn}(t) = \frac{\lambda_{Rn}}{\lambda_{Ra}} N_{Ra} (1 - e^{-\lambda_{Rn} t})$$

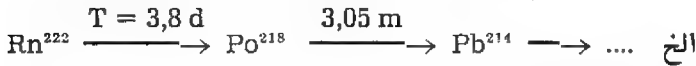
فاذا اخبنا لحظة t بحيث $T_{Ra} \gg t \gg T_{Rn}$ حصلنا على شرط التوازن الأبدى :

$$\frac{N_{Ra}}{T_{Ra}} = \frac{N_{Rn}}{T_{Rn}} \quad (2-28)$$

نبعد أربعين يوما من لحظة القطع $t = 0$ ، (اي $t > 10 T_{Rn}$) تتحقق العلاقة (2-28) بدقة قدرها ١ ٪ .

هناك ثلاثة مقادير في (28-2) يمكن قياسها مباشرة: N_{Ra} و N_{Rn} بعملية وزن دقيقة، أما λ_{Ra} فبقياس دور تفكك الرادون ذي القيمة 3.8 يوما المناسبة ("الملائمة") لإجراء القياس. وهكذا يمكن حساب المقدار الرابع وهو دور الراديوم. وقد وجد أن قيمته المحسوبة بهذه الطريقة تتفق مع قيمة T_{Ra} المحددة بطريقة عد جسيمات الفا المنطلقة من الراديوم عدًا مطلقًا.

وكمثال على التوازن الانتقالي نذكر التوازن بين الرادون ونواتج تفككه



إذ يتحول الرادون كما ذكرنا إلى Po^{218} ويطلق هذا الأخير جسيمات α متحولا إلى Pb^{214} ودور هذا التحول 3.05 دقيقة. ولهذا فإنه بعد مرور نصف ساعة على عزل غاز الرادون عن الراديوم يصبح الحد $e^{-\lambda t}$ الخاص بـ Po^{218} مساويا 0,001 تقريبا بينما لا يختلف عندئذ الحد $e^{-\lambda t}$ الخاص بالرادون عن الواحد إلا بمقدار زهيد (0,996 ~). أي أنه يكفي مرور نصف ساعة على مزيج الرادون ونواتجه حتى يتفكك هذا المزيج بدور يساوي دور الرادون ويكون عندئذ:

$$\frac{N_2(Po^{218})}{N_1(Rn)} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$$

ومن الممكن تعميم النتائج السابقة. فإذا كان عمر المادة المشعة الأم أطول بكثير من عمر كافة أنسالها فإن هذه الأسرة تسعى نحو حالة توازن، وعندئذ يتلاشى أفرادها بسرعة تلاشي المادة الأم وتكون نشاطات كافة الأفراد متساوية:

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \dots = \lambda_n N_n \quad (2-29) \text{ أو}$$

$$\frac{N_1}{T_1} = \frac{N_2}{T_2} = \dots = \frac{N_n}{T_n} \quad (2-30)$$

مثال: أن دور الراديوم $^{226}Ra_{88}$ هو 1620 سنة ويتولد منه على التوالي:

$$^{222}\text{Rn}_{86} \text{ (T = 3.80 يوم)}$$

$$^{218}\text{Po}_{84} \text{ (T = 3.05 دقيقة)}$$

$$^{214}\text{Pb}_{82} \text{ (T = 26.8 دقيقة) الخ ...}$$

وعندما تتوازن أسرة الراديوم يكون لدينا في حالة وجود غرام واحد من الراديوم:

$$\begin{aligned} & 6.487 \times 10^{-1} \text{ غ من الرادون} \\ & 3.55 \times 10^{-1} \text{ غ من البولونيوم } 218 \text{ (تُحسب هذه الكتل اعتماداً على العلاقة} \\ & 3.062 \times 10^{-1} \text{ غ من الرصاص } 214 \text{ ((2-14))} \end{aligned}$$

ولكل من هذه الأفراد نشاط قدره 1 Ci .

ملاحظة : النشاط الكلي لعينة تضم عدة نكليدات مشعة ، في أي لحظة t ، يساوي المجموع $\sum \lambda_i N_i(t)$.

٢ - ٥ - قوانين الانحفاظ في التحولات الإشعاعية

أ (انحفاظ الشحنة الكهربائية .

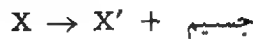
يكون المجموع الجبري للشحنات واحداً في طرفي معادلة التحول .

ب (انحفاظ عدد النكليونات .

يبقى هذا العدد ثابتاً قبل التحول وبعده ، مع إمكان تغير عدد البروتونات وبتالي تغير عدد النوترونات .

ج (انحفاظ الاندفاع (كمية الحركة) .

لنفترض أنه حدث التفكك :



فإذا كانت النواة X ساكنة ، كان اندفاع الطرف الأيمن معدوماً أي :

$$\vec{M' v'} + m \vec{v} = 0$$

حيث m كتلة الجسم و v سرعته .

ومعنى هذا ان الجسم والنواة المتبقية يندفعان في اتجاهين متعاكسين . فإذا كان $m \ll M'$ ، وهذه هي الحالة الأكثر شيوعا ، فإن $v \gg v'$ وتكون بالتالي الطاقة الحركية للجسيم أكبر بكثير من الطاقة الحركية للنواة المتبقية (انظر الشكل ٢ - ٥) .



الشكل ٢ - ٥

(د) انحفاظ الطاقة

لنفترض حدوث التفكك الآتي :



فيعبر عن انحفاظ الطاقة كما يلي :

$$\begin{aligned} M_0 c^2 &= M' c^2 + m c^2 + h \nu \\ &= (M'_0 c^2 + E'_k) + (m_0 c^2 + E_k) + h \nu \end{aligned}$$

حيث يشير الدليل صفر الى الكتلة السكونية ويرمز E'_k الى الطاقة الحركية للنواة المتبقية ويرمز E_k الى الطاقة الحركية للجسيم .
يسمى المقدار :

$$(M_0 - M'_0 - m_0) c^2 \equiv Q \quad (2-31)$$

طاقة التفكك . ومن السهل قياس هذه الطاقة ويجب ان تكون مساوية $E'_k + E_k + h \nu$ وهي كميات قابلة للقياس ايضا . فإذا لم تكن المساواة قائمة كان معنى ذلك ان معادلة التحول (التفكك) كتبت بشكل غير صحيح . وغالبا ما تكون E'_k مهملة امام E_k

مثال : في التحول : ${}_{86}\text{Rn}^{222} \rightarrow {}_{84}\text{Po}^{218} + {}_2\text{He}^4$

لا يصدر فوتون . ومن قياس الكتل بمطيفاتها نجد : $Q = 5,58 \text{ MeV}$ ، فيجب أن يكون اذن (استنادا الى امكان استخدام الدستور الكلاسيكي للطاقة الحركية في هذه الحالة) :

$$\frac{1}{2} M' v'^2 + \frac{1}{2} m v^2 = 5,58 \text{ MeV} \quad (2-32)$$

$$v' = \frac{m}{M'} v \quad \text{ويعطي انحفاظ الاندفاع}$$

وبوضع قيمة v' هذه في المعادلة (2-32) نجد $Q = E_k^{\alpha} (1 + \frac{m}{M'})$ وبالفعل :

$$\frac{1}{2} M' \left(\frac{m}{M'} \right)^2 v^2 + \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m v^2 \left(1 + \frac{m}{M'} \right) = 5,58 \text{ MeV}$$

$$E_k^{\alpha} = \frac{1}{2} m v^2 = 5,48 \text{ MeV} \quad \text{فإن : } \frac{m}{M'} \simeq \frac{4}{218}$$

وهي بالفعل القيمة التي نجدها تجريبيا .

هـ (**انحفاظ السبين** : ان للسبين طبيعة عزم الاندفاع ولهذا فإن قيمته ثابتة في جملة معزولة (لأن $\sum F_{\text{ext}} = 0$)

٢ - ٦ - أنماط النشاط الإشعاعي

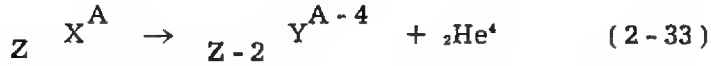
هناك ثلاثة أنماط تحبل الأسماء التالية : α (الفا) ، β (بيتا) ، γ (غاما) .

١ - النمط α .

ويرافقه غالبا النمط غاما . وهو يحدث على الأغلب في حالة الذرات المشعة الثقيلة الموافقة لـ $Z > 82$ أي في حالة العناصر المشعة الطبيعية وعناصر ما بعد الأورانيوم .

وقد عُرف (حتى عام ١٩٦٠) حوالي ١٤٠ نواة ذات نشاط الفا معظمها له $Z > 82$ منها حوالي ٢٥ نواة طبيعية والباقي نوى صناعية .

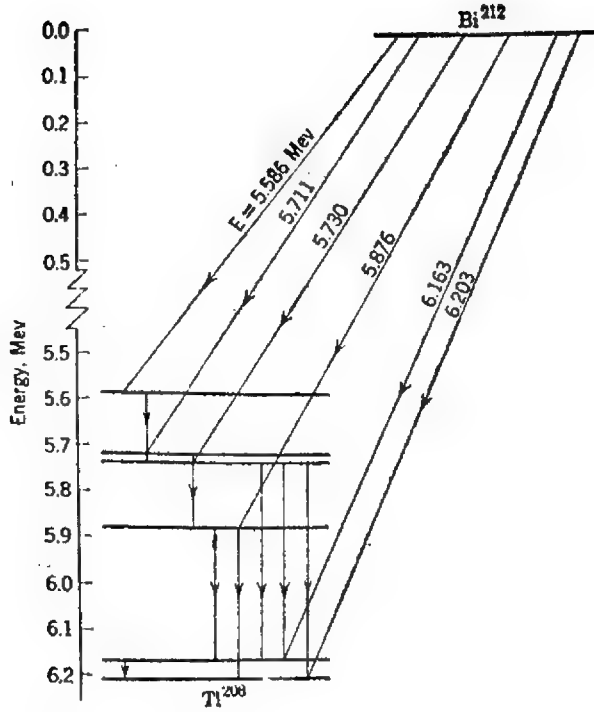
ويتجلى هذا النمط في إصدار النوى المشعة لجسيمات ثقيلة مشحونة ايجاباً تسمى جسيمات α . وقد بين رذرفورد بوضوح ان جسيم الفا ليس سوى نواة ذرة الهليوم ولهذا يرمز اليه بـ ${}^4_2\text{He}$. ويسمح قانونا انحفاظ عدد النكلونات وانحفاظ الشحنة بكتابة :



وتكون النواة Y الناتجة إما غير مستقرة (فيمكنها إصدار جسيم α أو β) وإما مستقرة ، وهذه الأخيرة يمكن ان تكون في حالتها الأساسية (مثال ، $\text{Po}^{210} \rightarrow \text{Pb}^{206} + \alpha$) او في إحدى حالاتها المثارة فتعود الى حالتها الأساسية بإصدار فوتون γ .

ويتميز التفكك الفا فضلا عن الدور T بطاقة التفكك Q أي الطاقة التي يحررها التحول ، وتظهر على شكل طاقة حركية لجسيم α باعتبار ان طاقة ارتداد النواة مهملة غالبا . وعلى هذا فإن طاقة جسيمات α ، في حالة تفكك عنصر بعينه ، معينة تماما اذا كانت النواة Y غير مثارة ، ويقال عن مثل هذه الجسيمات انها متساوية الطاقة .

اما اذا كانت النواة المتبقية مثارة في سويات مختلفة من الطاقة عوضا عن ان تكون في حالتها الأساسية فإن طاقة التفكك تكون ذات قيم مختلفة . وبوجه عام فإن طيف الفا الطاقى هو طيف خطي . أي تنبثق من العنصر المدروس عدة زمر من جسيمات α لكل زمرة طاقة معينة .



الشكل ٢ - ٦

ويمثل الشكل (٢ - ٦) رمزيا بعض الحالات المثارة للنتال Tl^{208} الناجم عن تفكك α بدءا من Bi^{212} الناتج من التوريوم Th . فالخطوط المائلة تمثل قفزات الطاقة المرتبطة بإصدارات مختلفة لجسيمات α . أما الخطوط الشاقولية فتتمثل قفزات الطاقة بين سويتين لنواة النتال وهي قفزات يرافقها إصدار إشعاعات غاما. وتتراوح الطاقة الحركية لجسيمات α بين أربعة وثمانية MeV في حالة اغلب العناصر وبالتالي تتراوح سرعتها بين ١٤ ألف و ٢٠ ألف كم/ثا فهي اصغر من $\frac{c}{10}$ ولهذا فإن الصيغة (الكلاسيكية) $\frac{mv^2}{2}$ كافية ولا تستلزم إجراء تصحيح نسبي.

يتعدر فهم ظاهرة انبعث جسيمات α في إطار التصورات الانبعاثية (الكلاسيكية). ويشكل المثال التالي افضل إيضاح لما نقول.

من المعروف ان الاورانيوم يصدر جسيمات α بطاقة حركية 4 MeV تقريبا. ولقد ذكرنا ان التابع ، المعبر عن الطاقة الكامنة المتبادلة بين النواة وجسيم مشحون ايجابا بدلالة المسافة بينهما ، له شكل حاجز كموني . ومن الممكن حساب ارتفاع الحاجز الكموني بأن نضع في عبارة الطاقة الكامنة $U = \frac{2k(Z-2)e^2}{r}$ عوضا عن r نصف قطر نواة الاورانيوم محسوبا من العلاقة :

$$R = 1,5 \cdot 10^{-15} \cdot A^{1/3} = 1,5 \cdot 10^{-15} \cdot 238^{1/3} \cong 9 \cdot 10^{-15} \text{ m} \quad (2-34)$$

فنجد ان هذا الارتفاع يساوي $U_B = 28,8 \text{ MeV}$ ونرى ان ارتفاع الحاجز الكموني للاورانيوم بالنسبة الى جسيمات α اكبر بكثير من الطاقة الحركية E_k^α لجسيمات α المنبعثة من نوى الاورانيوم . اما ان $U_B > E_k^\alpha$ فتعززه الحقيقة التجريبية التالية . ان الطاقة الحركية لجسيمات α المنبعثة من ^{212}Po تساوي 8,8 MeV . وقد قذف رذرفورد بجسيمات α هذه نوى الاورانيوم فوجد انها تبعثر تبعثرا نظاميا على الرغم من اقتراب جسيمات α من نوى الاورانيوم الى مسافة $3 \cdot 10^{-14} \text{ m}$. ويشير الطابع النظامي للتبعثر الى أن الجسيمات لم تدخل بعد منطقة تأثير القوى النووية وبالتالي فإن نصف قطر النواة اصغر على أي حال من $3 \cdot 10^{-14} \text{ m}$ وارتفاع الحاجز الكموني اعلى من 8,8 MeV .

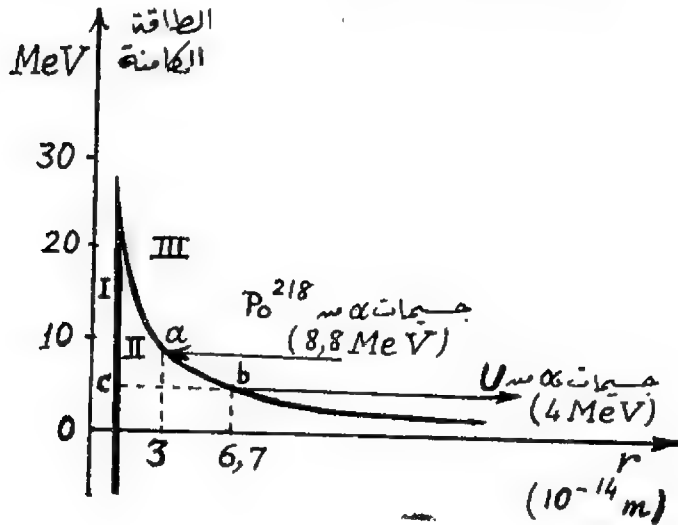
بيد انه بعد هذا الاستنتاج يمتنع فهم الحقيقة التي سبق ذكرها وهي ان الطاقة الحركية لجسيمات α التي يصدرها الاورانيوم تساوي 4 MeV فقط . إذ إن جسيم α يتسارع مبتعدا عن النواة بفضل قوى كولون . ويكتسب الجسيم طاقة قدرها 4 MeV اذا بدأ حركته من نقطة تبعد عن النواة مسافة $6,7 \cdot 10^{-14} \text{ m}$. وبما ان جسيم α ينبثق من نواة الاورانيوم فإن نصف قطر هذه النواة يجب ان يساوي $6,7 \cdot 10^{-14} \text{ m}$.

وهكذا توصلنا الى التناقض التالي :

١ - تسمح معطيات تبعثر جسيمات α الصادرة من ^{212}Po بنوى الاورانيوم باستنتاج ان نصف قطر نواة الاورانيوم اصغر من $3 \cdot 10^{-14} \text{ m}$.

٢ - تسمح قيمة الطاقة الحركية لجسيمات α المنبعثة من الاورانيوم باستنتاج أن نصف قطر نواة الاورانيوم يساوي $6,7 \cdot 10^{-14} \text{ m}$.

ويوضح الشكل (٢ - ٧) هذا التناقض ايضا حاحا جيدا . وقد مثلت عليه الطاقة الكامنة للجئلة : اورانيوم - جسيم α . ونرى أن الحاجز الكموني يقسم الفضاء المجاور للنواة الى ثلاث مناطق : الاولى I داخل النواة حيث تؤثر قوى التجاذب النووية . الثانية II ضمن الحاجز الكموني . والثالثة III خارج الحاجز الكموني . فوفقا للتصورات الاتباعية لا يستطيع جسيم α الذي طاقته الحركية E_k^α أصغر من ارتفاع الحاجز الكموني U_B ، النفوذ من المنطقة الاولى الى الثالثة ، وبالتالي لا يمكن تفسير ظهور جسيم α العائد للاورانيوم في النقطة h .



انشكل ٢ - ٧

إلا أن الميكانيك الكوانتي يفسر ذلك (Gamow, 1928) . فالجسيم غير متوضع في نقطة واحدة ، ويتعين احتمال وجوده في عنصر الحجم dV بالجلاء $\psi^* \psi dV$ حيث ψ هو التابع الموجي الذي يصف حالة الجسيم بتابعية إحدائاته والزمن . ونظرا لاستمرار ψ فإن هذا الاحتمال يختلف عن الصفر حتى في المنطقة الثانية . وعلى هذا فإن الجسيمات الموجودة على السوية c والمتحركة في الاتجاه c b لها احتمال معين في

اختراق الحاجز الكموني . تسمى ظاهرة اختراق الجسيمات للحاجز الكموني « الأثر النفقي » . ويحسب احتمال مرور الجسيم عبر الحاجز الكموني انطلاقاً من معادلة شرودينغر . وقد تبين ان هذا الاحتمال D (المسمى غالباً نفوذية الحاجز الكموني) يساوي :

$$D = e^{-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2m} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{U - E_k^\alpha} dr} \quad (2-35)$$

حيث U طاقة الجسيم الكامنة، E_k^α طاقته الحركية، m كتلته، h ثابت بلانك، r_1 و r_2 فاصلتا النقطتين c و b على الترتيب .

وفي وسعنا الآن حساب احتمال التفكك أي إصدار جسيم α في خلال ثانية واحدة . فيكفي ضرب D بـ n عدد تصادمات جسيم α بالحاجز الكموني في الثانية . فإذا اخذنا :

$$n = \frac{1}{t_0} = \frac{v}{2R} = \sqrt{\frac{E_k^\alpha}{2mR^2}} \quad (2-36)$$

حيث t_0 الزمن الذي يقطع جسيم α في خلاله داخل النواة المسافة $2R$ ؛ v سرعة جسيم α و $2R$ قطر النواة ، نجد احتمال التفكك يساوي :

$$\lambda \sim \sqrt{\frac{E_k^\alpha}{2mR^2}} e^{-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2m} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{U - E_k^\alpha} dr} \quad (2-37)$$

تفسر هذه العلاقة تفسيراً جيداً النظاميات التجريبية المتعلقة بالتفكك α وبخاصة تبعية احتمال التفكك الشديدة للطاقة . ويوضح الجدول التالي هذه التبعية :

المادة التي تعاني التفكك α	طاقة جسيمات α بالـ MeV	احتمال التفكك λ
U I (U^{238})	4	$5 \cdot 10^{-18}$
U II (U^{234})	4,36	$2 \cdot 10^{-14}$
Io (Th^{230}) ionium	4,51	$2,9 \cdot 10^{-13}$
Ra	4,68	$1,4 \cdot 10^{-11}$
Rn	5,35	$2,1 \cdot 10^{-6}$
Ra A (Po^{218})	5,86	$4 \cdot 10^{-3}$
Ra C' (Po^{214})	7,49	$4,54 \cdot 10^{-7}$

وكما نرى فإنه بازدياد طاقة جسيمات α يزداد احتمال التفكك بل يزداد بسرعة كبيرة : فتغير الطاقة بمقدار ١٠ ٪ يزيد احتمال التفكك λ بمقدار $\frac{10^{-14} \times 2}{10^{-18} \times 5} = 400$ مرة!

وعندما $E_k^\alpha < 4 \text{ MeV}$ ، $\lambda \approx 0$ ولهذا ليس هناك مادة تصدر جسيمات α بطاقة تقل عن 4 MeV .

وسبب هذا هو ان التابع الأسّي (39-2) يتوقف بشدة على المقادير الداخلة في الأس أي على التكامل الذي يتوقف بدوره على المقدار $(\Gamma_2 - \Gamma_1)$ المسمى **عرض الحاجز الكهوني** ، وعلى ارتفاع الحاجز فوق E_k^α أي على $E_B - E_k^\alpha$. فكلما زاد هذان

المقداران نقص احتمال النفوذ عبر الحاجز . وعندما يزداد E_k^α ينقص كلا المقدارين المذكورين فينقص الأس ويزداد λ بشدة نتيجة لذلك . ولاتكشف مقارنة العلاقة (39-2) بالمعطيات التجريبية عن اتفاق كافي فحسب بل وعلى اتفاق كمي جيد أيضا .

ولكن لماذا ينقذف هذا الجسيم دون سواه كالبروتون أو الديتون أو حتى نواة Li^6 ؟ الجواب هو أن طاقة الارتباط العائدة لجسيم α كبيرة جدا 28,3 MeV .

ويشبع هذا أن الطاقة المتحررة عند مغادرة جسيم α النواة تكون عظمى . ويبين الحساب في حالة التوربيوم ٢٣٢ مثلا أن طاقة التفكك موجبة فيما يخص إصدار α في حين أنها سالبة فيما يخص إصدار نظير هيدروجيني ما أو إصدار نواة الليثيوم .

٢ - ٧ - النشاط الإشعاعي من النمط بيتا

يتميز هذا النمط بتحويلات إيزوبارية (أي يبقى عدد التكلونات ثابتا) مصحوبة بإصدار الكترونات سالبة أو موجبة .

لتفسير ظاهرة التفكك β^- (علما بأن الالكترون لا ينطلق من النواة كما أنه لا يفتلج من الطبقة الذرية) علينا أن نقبل أن جسيم β^- يتولد خارج النواة نتيجة عمليات تجري داخلها . ولكن ما هي هذه العمليات ؟ يسمح قانونا انحفاظ العدد الكتلي والشحنة بكتابة ما يلي :



ونظرا لثبات العدد الكتلي وازدياد عدد البروتونات واحداً فإن عدد النوترونات ينقص واحداً . وبالتالي يمكن النظر إلى التحول β^- الجاري في النواة على أنه تحول أحد نوتروناتها إلى بروتون . وتتحلل نتيجة هذا التحول طاقة (وإلا لما حدث ذلك طوعا بل لتطلب تقديم طاقة للنواة) ، يتولد على حسابها الالكترون β^- .

وهكذا فإن التفكك β^- هو تحول نوترون إلى بروتون ، مصحوب بنشوء الكترون خارج النواة . بيد أن تولد الالكترون لا يمكن أن يكون النتيجة الوحيدة لتحول النوترون في النواة إلى بروتون : إذ لكل من النوترون والبروتون والالكترون سبين يساوي النصف $(\frac{\hbar}{2})$. ولو حدث تحول النوترون إلى بروتون وفق المخطط :



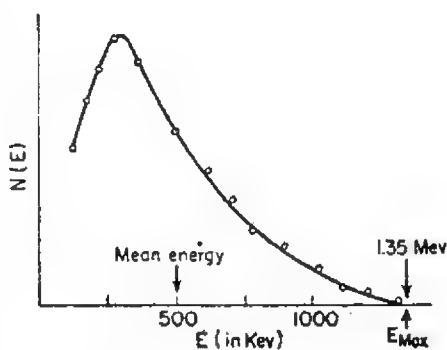
لما كان هناك انحفاظ للسبين . وفي الحقيقة فإن سبين النوترون قبل التحول يساوي النصف ، في حين أن السبين الكلي للجسيمين الناشئين عن التفكك ، أي البروتون

والإلكترون ، إما أن يساوي الواحد وإما الصفر . وإزالة التناقض فيما يخص السبين افترض Pauli عام ١٩٣٠ أنه ينشأ، في أثناء التفكك β^- ، جسيم آخر غير مشحون ولكن له سبين يساوي $\frac{1}{2}$. وقد سمي فرمي هذا الجسيم **نترينو (أي النترون الصغير)** ويرمز اليه بالحرف ν . وعلى هذا تكتب صيغة التحول β^- بالشكل :



ان افترض تولد النترينو أثناء التحول β^- يزيل الصعوبة المتعلقة بانحفاظ السبين ، كما انه يخلصنا من المشكلة المرتبطة بشكل الطيف β^- . فنحن نعلم ان طاقة (كتلة) اي نواة مقدار معين تماما . فإذا كانت طاقة النواة قبل التحول E_1 وكانت طاقة النواة الناشئة بعد التحول E_2 (علما بأن $E_1 < E_2$ في حالة التحول الطوعي كما ذكرنا) فإن الفرق $E_1 - E_2 = E_0$ يجب ان يكون مقدارا معيناً تماماً من أجل تحول بيتاوي محدد . ولو نشأ أثناء التحول الإشعاعي الكترونات فقط لوجب أن يكون لها جميعاً نفس الطاقة E_{\max} الا أن التجربة تبين ان الالكترونات الناشئة أثناء التحول β^- لمادة مشعة معينة لها طيف طاقي مستمر محصور بين الصفر و E_{\max}

اي انه لو مثلنا بيانيا بدلالة الطاقة E عدد الالكترونات $N(E)$ ذات الطاقة المحصورة في المجال بين E و $E + \Delta E$ ، هنا مقدار صغير وثابت (لحصلنا على منحني مستمر (الشكل ٢-٨) يبدأ من نقطة على محور الطاقة فاصلتها E_{\max} ثم يصعد ليبلغ نهاية عظمى ثم يهبط نحو الصفر . (في حالة النظائر الثقيلة يشوه الحقل الكهربائي للنواة طيوف β^- تشويها كبيرا عند قيم الطاقة الصغيرة) .



الشكل ٢ - ٨ (خاص بـ K^{40}) . فما سبب الطابع المستمر للطيف β^- ؟

تتعذر الإجابة عن هذا السؤال اذا افترضنا انه لا ينشأ أثناء التحول β^- سوى

الكترين : فليس مفهوما عندئذ لماذا يكون للالكترينات طاقات مختلفة ، وغير واضح إطلاقا اين يذهب الفرق $E_{\max} - E$ اذا كان الالكترين قد حصل اثناء التفكك β على الطاقة E عوضا عن كامل الطاقة E_{\max}

ولكن هذه المشكلة تزول اذا قبلنا انه ينشأ في خلال التحول β الكترين و نترينو معا وتتوزع الطاقة المتحررة عليهما .

وبما ان طيف طاقة الجسيمات β مستمر فإن لتوزع الطاقة بين الالكترين والنترينو طابعا إحصائيا .

فتارة تكون حصة النترينو من طاقة التحول اكبر من حصة الالكترين ، وتارة أخرى يحدث العكس . وفي حالات نادرة تتجمع طاقة التحول بكاملها تقريبا لدى الالكترين وهذا هو سبب وجود القيمة الحدية E_{\max} لطيف β كما يحدث أحيانا ان تتجمع الطاقة E_{\max} لدى النترينو فيكون نصيب الالكترين صغيرا جدا . (من الواضح ان طاقة التحول تساوي المجموع $m_e c^2 + E_{\max}$) ويشير شكل منحنى الطيف الى انه غالبا ما يكون نصيب النترينو من طاقة التحول اكبر من نصيب الالكترين .

لقد حلت فرضية النترينو مشكلة انحفاظ السبين ومشكلة الطيف البيتاوي المستمر . إلا ان الحصول على معطيات مباشرة تؤكد وجوده بقي ، ولمدة طويلة ، أمراً بعيد المنال . فالنترينو الناشئ اثناء التحول β لا يترك أي أثر يسمح بكشفه . والصعوبة هنا ناجمة عن خصائصه : فهو جسيم معتدل كهربائيا ولهذا فإن الحقلين الكهربائي والمغناطيسي للذرات لا يؤثران فيه . كما تبين ان كافة المواد شفافة للنترينو وهو ينفذ منها دون أن يؤين ذراتها .

وقد جرت محاولات لقياس كتلة النترينو . فوفقا لقانون انحفاظ الاندفاع يتوقف توزيع الطاقة بين الجسيمين الناشئين عند التفكك β على نسبة كتليتهما . ولهذا يمكن استخلاص معلومات عن كتلة النترينو من شكل الطيف β . وقد سمح تحليل شكل هذا الطيف لعدد من المواد باستنتاج ان كتلة النترينو صغيرة بالنسبة الى كتلة الالكترين . ويمكن القول على اساس شكل الطيف β للترتييوم H^3 إن كتلة النترينو لاتتعدى

$\frac{1}{2000}$ من كتلة الإلكترون . والأمر الأكثر احتمالا هو ان تكون الكتلة السكونية للنترينو مساوية للصفر .

ان لفوتونات الضوء أيضا كتلة سكونية معدومة . الا ان الفوتون والنترينو يختلفان اساسيا في خصائصهما : فسيين الفوتون يساوي الواحد بينما سيين النترينو يساوي $\frac{1}{2}$.

كما ان الفوتونات تتفاعل مع الالكترونات (اثر كومتن والاثر الفوتوكهربائي) في حين ان النترينو لا يتفاعل عمليا مع الالكترونات .

وقد تمكن Cowan و Reines (عام ١٩٥٣) من الحصول على اول برهان تجريبي على ان النترينو يستطيع التفاعل مع النوى الذرية محولا البروتون الى نوترون . فقد أمكن تسجيل تحول عدد من البروتونات الى نوترونات اثناء عبور سيل غزير من النترينو (ناشيء ضمن المفاعل النووي) للهيدروجين . إن كشف اثر النترينو هذا يجعل فرضية نشوء النترينو في خلال التحول β موثوقة .

لنذكر أخيرا ان الطاقة المتحررة في اثناء التحول β تتراوح بين 18,6 keV و $(H^3 \rightarrow He^3)$ 13,4 MeV $(B^{12} \rightarrow C^{12})$. ولهذا فإن سرعة جسيمات β تتراوح بين $\frac{c}{4}$ و $\frac{999c}{1000}$. اما ادوار التحولات β فمحصورة في مجال زمني عريض يتراوح بين 10×10^{-2} ثانية (B^{12}) و 10×10^{12} سنة (Re^{187}) .

ملاحظة : ذكرنا في المعادلة (39 - 2) انه يتشكل في اثناء التحول β^- نترينو . وقد تبين انه يتشكل في الحقيقة نترينو مضاد $\bar{\nu}$. والفرق بينهما هو ان السبين والاندفاع متعاكسان في النترينو ومتفقان في الجهة في النترينو المضاد .

٢ - ٨ - النشاط الاشعاعي من النمط غاما .

لا نصادف بين المواد المشعة الطبيعية مادة تطلق اشعة غاما فقط . الا ان اشعة غاما تصاحب غالبا التحولات الفا وبيتا ، الامر الذي يسمح باستنتاج انه في اثناء

التحولات الاشعاعية يكون إشعاع γ عملية ثانوية . وقد أمكن البرهان بتجارب مباشرة انه في عدد من التحولات الاشعاعية لا تنطلق أشعة γ من المادة المشعة نفسها بل من النواة المتشكلة نتيجة التحول الإشعاعي وفور تشكلها .

لا يتغير تركيب النواة أثناء انطلاق اشعة γ ، فيبقى العدد الكتلي وشحنة النواة على حالهما . وبما ان أشعة γ تحمل طاقة فإن اشعاعها يغير طاقة النواة . وبالتالي فإن وجود اشعاع γ يشير الى إمكان وجود النوى في حالات ذات فائض طاقي . ومن المؤلف تسمية هذه الحالات « الحالات المثارة » . وكما ان الذرات عند انتقالها من حالة مثارة الى حالتها الطبيعية (الأساسية) [او الى حالة مثارة أخرى ذات طاقة إثارة اقل] تطلق طاقة على هيئة كوانت ضوئي كذلك فإن النوى عند انتقالها من حالة مثارة الى حالتها الطبيعية تحرر طاقة على هيئة كوانت غاما .

ومن المهم جدا بيان طابع طيف إشعاع γ : هل هو منفصل أم متصل ؟ وقد بين قياس طاقة كوانتات غاما ان طيف اشعة γ له في جميع الأحوال طابع خطي أي يتألف من مجموعات من الكوانتات **المحددة الطاقة** . وهذا يعني ان طاقة النوى في الحالات المثارة ليست اختيارية ولا تستطيع ان تأخذ سوى قيم محددة . ان انقطاع طاقة الاثارة هو السمة المميزة للجمال الكوانتية . ولهذا فإن نشوء طيف خطي لإشعاع γ اثناء التحولات الإشعاعية يشير الى ان حركة الجسيمات في النواة تخضع للقوانين الكوانتية .

٢ - ٩ - الانقلاب الداخلي

ذكرنا ان النوى المثارة يمكن ان تعود الى حالتها الأساسية مصدرة كوانتات γ إلا ان طاقة الإثارة يمكن ان تتحرر بطريقة أخرى تسمى **الانقلاب الداخلي** إذ تنتقل هذه الطاقة مباشرة من النواة الى الكترون مداري فينقذف الى خارج الذرة . ويمتلئ الشاغر الناشئ في الطبقة الالكترونية الداخلية بالكترون من طبقة خارجية وتصدر الذرة عندئذ فوتونا سينيا مميزا .

يستهلك جزء من طاقة اثارة النواة ، أثناء الانقلاب الداخلي ، في كسر الرابطة بين الالكترون والنواة (أي طاقة ارتباط الالكترون بالذرة ϵ_e) ويتحول الجزء الباقي الى طاقة حركية للالكترون E_k :

$$W_{ex} = \varepsilon_e + E_k$$

وبما ان طاقة اثارة النواة ، وكذا طاقة ارتباط الالكترتون بكل طبقة ذرية ، لها قيمة **محددة تماما** فإن للالكترونات التي يقذفها الانقلاب الداخلي طاقات ذات قيم معينة **ومنفصلة** (غير متصلة !) . ومن هذه الناحية يختلف التفكك β^- ، ذو الطيف المتصل ، اختلافا كبيرا عن « أشعة β » التي يولدها الانقلاب الداخلي .

ويعطي الجدول الآتي الطيف الطاقي المنفصل لالكترونات الانقلاب الداخلي المشاهدة أثناء التفكك المشع $Pb^{214} \xrightarrow{\beta^-} Bi^{214}$. تشكل النسوة الناتجة

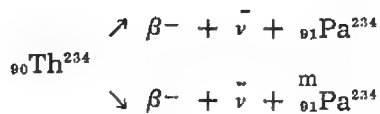
طاقة الكوانت E_γ , MeV	طاقة ارتباط الالكترتون ε_e , MeV	الطبقة الالكترونية	طاقة الالكترتون E_k , MeV
0,0529	0,0161	L	0,0368
0,240	0,0887	K	0,1510
0,257	0,0887	K	0,1617
0,293	0,0887	K	0,2041
0,350	0,0887	K	0,2605

Bi^{214} في حالات مثارة . ويعود بعض النوى المثارة الى الحالة الاساسية بالانقلاب الداخلي ، ويعود بعضها الآخر بإصدار كوانتات γ . ان المقادير E_k ، ε_e و E_γ يمكن قياسها . ونرى أن مجموع الطاقّتين $E_k + \varepsilon_e$ (العمودان الاول والثالث بدءا من اليسار) قريب من طاقة كوانتات γ (العمود الرابع) وهذا ما يؤكد الاصل الانقلابي للالكترونات .

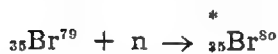
٢ - ١٠ - الإيزوميرية النووية

النوى الايزوميرية هي نوى لها العدد الذري نفسه والعدد الكتلي ذاته ولكنها تختلف في الحالات الطاقية . وتشكل الايزوميرات في أثناء التفكك β أو في التفاعلات

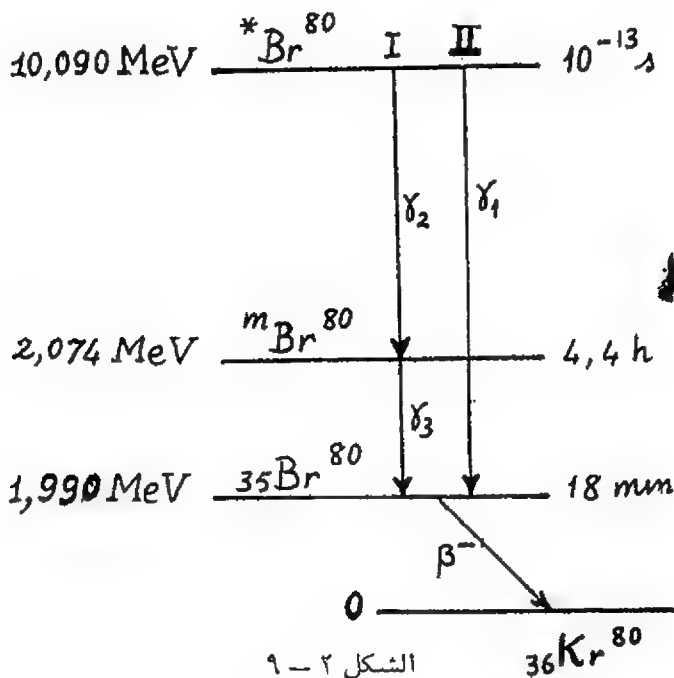
النوية . وكان الكيميائي الالماني هان Hahn اول من اكتشفها في سنة ١٩٢١ . فقد لاحظ بين نواتج التفكك β لـ Th^{234} ايزوميرين للبروتكتينيوم عمراهما النصفيان ٦,٧ ساعة و ١,٢٢ دقيقة :



(الحرف m هو من كلمة metastable التي تعني شبه مستقر) . واكتشف الفيزيائي كرشاتوف (في سنة ١٩٣٥) ايزوميري البروم عندما قذف البروم العادي بالنترونات فحدث التفاعل :



وتشكلت نواة البروم ٨٠ في حالة مثارة (وهذا ما تشير اليه النجمة) . واذا كانت طاقة النترون قريبة من الصفر كانت طاقة الاثارة مساوية طاقة ارتباط النترون بالنواة Br^{80} . ان جزءا من النوى المثارة يصدر كوانتات γ (الشكل ٢ - ٩ - I)



وينتقل الى سوية شبه مستقرة في حين ينتقل الجزء الآخر الى الحالة الاساسية (الشكل ٢ - ٩ - II) . إن دور الإيزومير Br^{80} يساوي ١٨ دقيقة ولهذا تتلاشى نواة في وقت قصير نسبيا . اما النواة شبه المستقرة $^m Br^{80}$ فهناك طريقتان تتنافسان في تخليصها من طاقة الإثارة ودور كل منهما { , { ساعة . هاتان الطريقتان هما التفكك γ : $(^m Br^{80} \rightarrow \gamma + Br^{80})$ والانتقال الداخلي $(^m Br^{80} \rightarrow e + Br^{80})$. وبشاهد تجريبيا عقب القذف النيوتروني تفكك β^- من السوية الاساسية (بدور قدره ١٨ دقيقة) ويكون هو الراجح . وبمرور الزمن يصبح عدد النوى في السوية الاساسية في حالة توازن انتقالي مع عدد النوى في السوية شبه المستقرة ويفقدو دور التفكك β^- مساويا { , { ساعة .

٢ - ١١ - النشاط الإشعاعي للنترون .

اوصلتنا دراسة التحول β^- الى تقرير حقيقتين مهمتين :

(١) وجود النترينو

(٢) امكان تحول النترون الى بروتون .

ومن الطبيعي هنا أن نتساءل : الا يحدث تحول مماثل للنترونات الحرة ؟ فإذا افلحنا في ملاحظة تحول كهذا تعزز تفسير ظاهرة التفكك β^- وتؤكد افتراض تحول جسيم نووي الى جسيم آخر .

لنبدأ بالإجابة عن السؤال التالي : هل يستطيع النترون ان يتحول طوعا الى بروتون ؟ إذ عند التفكك تتحرر طاقة اي ان طاقة النواة الأم اكبر من طاقة النواة البنت . فهل لدى النترون فائض من الطاقة ؟ لنقارن كتلة النترون بكتل الجسيمات التي يجب ان تنشأ عند تحوله وهي البروتون والالكترون والنترينو . ان الكتلة السكونية للنترينو معدومة ، بينما كتلة البروتون والالكترون معا تساوي كتلة ذرة الهيدروجين اي $1,007\ 825\ u$. اما كتلة النترون فهي $1,008\ 665\ u$ اي اكبر من كتلة ذرة الهيدروجين بـ $8,41 \cdot 10^{-4}\ u$ ولهذا فإن تحول النترون الى بروتون ممكن من وجهة نظر الطاقة ، ويجب ان تتحرر في اثناء هذا التحول طاقة قدرها

$0,78 \text{ MeV} \cong 931 \times 10^{-4} \times 8,41$ تتوزع فيما بين الالكترون والنترون . وبما ان كل جملة ذات فائض طاقي تسعى للانتقال الى حالة تكون طاقتها فيها اصفرية فإن تحول النترون الى بروتون يجب ان يحدث وباحتمال معين λ (في وحدة الزمن) .

الا ان ملاحظة التحول الاشعاعي للنترونات الحرة ليست بالامر السهل : وفي الحقيقة فإن النترونات لا توجد في الحالة الحرة الا في خلال زمن قصير اذ يتحرك النترون « المحرّر » من النواة الى ان يلتقي بنواة اخرى تبتلعه . ونتيجة لهذا ليس في وسعنا ملاحظته في الحالة الحرة الا في اثناء حركته من النواة التي انطلق منها الى النواة التي تأسره . وحتى لو كانت الطاقة الحركية للنترون صغيرة جدا ومساوية لطاقة الحركة

الحرارية (النترونات الحرارية أي البطيئة) فإنه يبقى حراً مدة 10^{-14} ثانية تقريبا يقطع خلالها حوالي عشرين سنتمترا ، ويجب ان نتدبر امرنا في غضون ذلك لاكتشاف تفككه الإشعاعي . وبما ان هذا التفكك لا يحدث لكافة النترونات في نفس اللحظة (من اصل N نترونا يتفكك خلال ثانية λN نترونا فقط) فإنه يلزمنا ، اذا كان λ صغيرا ، سيل غزير من النترونات . وبالفعل لم يكتشف التفكك الاشعاعي للنترون إلا بعد ظهور المفاعلات النووية التي تولد تدفقا نثرونيا يمكن ان تبلغ كثافته 10^{12} /ثا . سم² ، وقد حدث ذلك لأول مرة عام ١٩٥٠ . فتبين ان دور تفكك النترون يساوي ١٣ دقيقة تقريبا ، وان للالكترونات المتولدة عند هذا التفكك طيفا طايقا مستمرا له الشكل المألوف .

ان لاكتشاف النشاط الاشعاعي للنترون اهمية علمية بالغة : فهو يؤيد الفرضية المذكورة والقاتلة ان التفكك β هو نتيجة تحول النترون ضمن النواة الى بروتون . وان كان هذا لايعني ان نترونات النواة يجب ان تتفكك دوما كما سنرى في الفقرة التالية .

٢ - ١٢ - النشاط الاشعاعي الصناعي

بينما ان جوهر التفكك β^- هو تحول النترون الى بروتون . ويحدث هذا اذا كانت طاقة النواة الاصلية X^A_Z اكبر من مجموع طاقتي النواة المتولدة Y^{A+1}_{Z+1} والالكترون . وكنا قد ذكرنا ان النوى التي يحقق تركيبها الشرط :

$$Z_s = \frac{A}{1,98 + 0,015 A^{2/3}}$$

تتمتع بحد أدنى من الطاقة . وفي هذه النوى يكون :

$$N_s = A - Z_s = A \left(1 - \frac{1}{1,98 + 0,015 A^{2/3}} \right)$$

وبالتالي :

$$\frac{N_s}{Z_s} = 0,98 + 0,015 A^{2/3} \quad (2-40)$$

من الواضح أن النوى التي تحوي نوترونات أكثر مما تعطيها العلاقة (2-40) لديها فائض من الطاقة وتسمى هذه النوى لتصغير عدد النوترونات ، وبالتالي زيادة عدد البروتونات ، لتسمى طاقتها الى الحد الأدنى .

وعلى هذا فإن النظائر المشعة لـ β^- هي تلك النوى التي لديها فائض نوتروني .
ويبين هذا الاستنتاج أن النشاط الإشعاعي ليس مقصورا على العناصر الثقيلة .
فنوى العناصر الخفيفة أيضا يمكن أن تكون مشعة إذا احتوت على فائض نوتروني . أن نوى العناصر الخفيفة الموجودة في الطبيعة تحقق العلاقة (2-40) ولهذا فهي مستقرة ولا تبدل شكلها مهما طال عليها الزمن . ولجعل النوى الخفيفة مشعة ينبغي تفسير تركيبها المستقر بزيادة كمية النوترونات مثلا . وقد تبين أنه من الممكن تحقيق ذلك بتعريض نوى النظائر المستقرة لتأثير أيونات الهيدروجين أو الديتريوم (الهيدروجين الثقيل) أو الهليوم ، ذات الطاقة الحركية الكبيرة . فتستطيع أيونات كهذه التغلب على القوى الكولونية واجتياز الحاجز الكموني المحيط بالنواة لتنفذ الى قلبها . عندئذ يتغير تركيب النواة : إذ يتغير العدد الكلي للجسيمات (العدد الكتلي A) وكذلك النسبة $\frac{N}{Z}$

فلو قدفنا مثلا نوى النظير المستقر الطبيعي للألمنيوم Al^{27} بالديتونات لحصلنا على نوى النظير Al^{26} التي تساوي النسبة N/Z فيها 1,154 بينما بموجب (2-40)

هذه النسبة ، لنواة مستقرة عددها الكتلي ٢٨ ، تساوي 1,118 . وبالتالي فإن لدى نوى Al^{28} فائضا نوترونيا (بالنسبة الى البروتونات) ويجب أن تكون لها خصائص إشعاعية . وبالفعل تدل التجربة على أن نوى Al^{28} تصدر إشعاع β^- حسب المخطط :



ولو قذفنا نوى البور B^{11} بجسيمات α ذات طاقة حركية كافية لنشأت نوى تصدر إشعاع β^- وهي نوى النظير C^{14} التي تساوي النسبة N/Z فيها ١,٣٣ بينما في النوى ذات العدد الكتلي ١٤ يوافق الحد الأدنى من الطاقة القيمة ١,٠٦٧ للنسبة N/Z .

وهكذا نجد أنه يمكن صنع نوى نشيطة إشعاعيا . ويكفي لذلك خلق فائض نوتروني فنحصل على نوى تطلق إشعاع β^- .

إلا أننا نجد من شرط الحد الأدنى للطاقة أن فائض الطاقة موجود ليس فقط في النوى التي من أجلها $\frac{N}{Z} > \frac{N_s}{Z_s}$ بل وفي النوى التي تحقق المتراجحة $\frac{N}{Z} < \frac{N_s}{Z_s}$ أي التي لديها فائض بروتوني . ولكي تنقلب الى نوى مستقرة يجب أن تتفكك إشعاعيا ويتحول أحد بروتوناتها الى نوترون . وتقع النواة البنت في جدول مندليف قبل النواة الأم مباشرة .

لنرمز الى هذا التحول كما يلي :



ولنذكر أنه لم يشاهد بين التحولات الإشعاعية الطبيعية .

ولكن هل التحول (2-42) ممكن ؟ بما أن كتلة البروتون أصغر من كتلة النوترون فإنه يستحيل أن يتحول البروتون طوعا وهو في حالته الحرة ، خارج النوى الذرية ، الى نوترون .

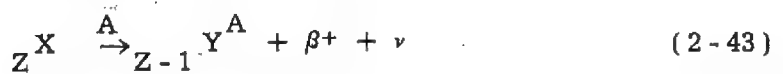
اما داخل النوى فيمكن لهذا التحول ، من وجهة نظر الطاقة ، ان يتحقق : فإذا كانت النواة فقيرة بالنترونات فإن تحول أحد بروتوناتها إلى نترون يصاحبه تحرر طاقة . ولكن كيف تتجلى هذه الطاقة وبعبارة أخرى ما هي الجسيمات التي تتولد خارج النواة نتيجة هذا التحول ؟

ان بقاء العدد الكتلي ثابتا أثناء تحول البروتون الى نترون يعني ان النواة لا تطلق جسيمات نووية . ثم إن قانون انحفاظ الشحنة الكهربائية يتطلب أن ينشأ خلال التحول (2-42) جسيم مشحون إيجابا . ونظرا لثبات العدد الكتلي للنواة فإن العدد الكتلي لهذا الجسيم يجب أن يساوي الصفر ، أي ان كتلة هذا الجسيم يجب أن تكون صغيرة بالنسبة الى كتلة البروتون .

ان وجود جسيمات مشحونة ايجابا وذات كتلة تساوي كتلة الالكترن ، قد اكتشف في الطبيعة قبل سنتين من ظهور نظرية التفكك β . وذلك ضمن ما يسمى « الأشعة الكونية » (اندرسون ١٩٣٢) وسميت هذه الجسيمات بوزيترونات أو الكترونات موجبة .

ومن الشائع تسمية التحول الإشعاعي الذي يرافقه إشعاع بوزيتروني التحول β^+ . وقد اكتشف هذا النمط الإشعاعي الزوجان جوليو - كوري عام ١٩٣٣ بقذف نوى البور والمغنزيوم والالنيوم بجسيمات α فحصلوا على النوى المشعة للنظائر التالية على الترتيب ${}^{13}\text{N}^*$ و ${}^{27}\text{Si}^*$ و ${}^{30}\text{P}^*$ والتي تطلق عند تفككها الكترونات موجبة β^+ ، ذلك ان العدد النسبي للنترونات في النوى المذكورة غير كبير : فهو $N/Z = 1$ في ${}^{30}\text{P}$ و $N/Z < 1$ في ${}^{13}\text{N}$ و ${}^{27}\text{Si}$ وبالتالي لدى هذه النوى فائض بروتوني .

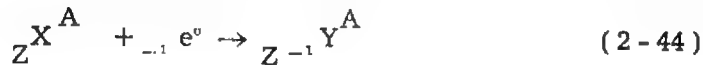
الا ان تولد البوزترون لا يمكن ان يكون النتيجة الوحيدة لتحول البروتون في النواة الى نترون . فالبوزترون كالكترن له سبين يساوي $\frac{1}{2}$. وعلينا ان نتوقع ، انسجاما مع قانون انحفاظ السبين ، ظهور جسيم معتدل ذي سبين $\frac{1}{2}$. وهذا الجسيم هو ، كما نعلم ، النترينو . ونمثل التحول β^+ بالمخطط :



ويتأكد نشوء النترينو أثناء التحول من التوزيع الطاقي لبوزترونات التفكك .
 فطيف البوزترونات يشبه طيف الالكترونات من حيث استمراره ووجود قيمة حدية
 E_{\max} .

٢- ١٣ - شكل آخر للنشاط الإشعاعي من النمط β : أسر الالكترون K

ذكرنا ان النوى ذات الفائض البروتوني $\frac{N}{Z} < \frac{N_s}{Z_s}$ نشيطة اشعاعيا وتعاني
 تحولا من الطراز (2-42) أي يتحول احد بروتونات النواة الى نوترون ويتولد على
 حساب طاقة التحول المتحررة ، بوزترون ونترينو . إلا ان تحول البروتون الى نوترون
 لا يصاحبه بالضرورة نشوء بوزترون ونترينو . وقد تنبأ يوكاوا Yukawa نظرياً بحدوث
 عملية أخرى تحقق مطلب انحفاظ الشحنة الكهربائية ، ولكن ليس على أساس ولادة
 جسيم جديد بل بفضل اختفاء جسيم موجود . وبالفعل في وسعنا ان نفترض انه في
 الوقت الذي يتحول فيه بروتون الى نوترون (وعندئذ تختفي شحنة موجبة) يختفي
 احد الكترونات الطبقة الذرية اي تختفي في آن واحد شحنتان موجبة وسالبة ويبقى
 قانون انحفاظ الشحنة سائدا . ويكون مخطط هذا التحول :



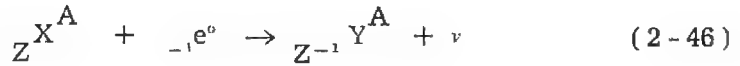
اي يبقى عدد النكلونات ثابتا وهذا ما يميز كافة التحولات β .

ان جوهر التحول (2-44) هو :



لنلاحظ ان التحول (2-45) يبدو كما لو ان احد الكترونات الطبقة الذرية قد
 وقع في أسر احد بروتونات النواة فانقلب الاخير الى نوترون . ان هذا الانطباع هو
 سبب نشوء المصطلح المستخدم للاشارة الى الظاهرة (2-44) وهو « أسر الكترون من
 الطبقة الذرية » . مع انه لا يوجد في الحقيقة لا « أسر » ولا « أسر » ، ولا يدخل الالكترون

النواة بل يتلاشى كما هو بسبب التحول (2-45) . إلا ان هذا التلاشي لا يمكن أن يكون النتيجة الوحيدة للتحول $p \rightarrow n$: فالعلاقة (2-45) لا تحقق انحفاظ السبين وعلينا أن نقبل بنشوء النترينو فيغدو مخطط ظاهرة « أسر الالكترون الذري » كما يلي :



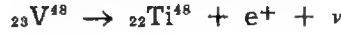
والخلاصة فإن النوى ذات الفائض البروتوني يمكن أن تتحول بأحد الطريقتين :

- (1) إطلاق بوزترون ونترينو (التحول β^+) .
- (2) تلاشي الكترون من الطبقة الذرية وإطلاق نترينو .

ولقد اوردنا امثلة على التحول β^+ (P^{30} ، Si^{27} ، N^{13}) . فهل يحدث التحول في الطبيعة بسلوك الطريق الثاني ؟

إن مشاهدة تلاشي الالكترون ليست بالأمر الهين . فنحن نحكم على حدوث التحولات الاشعاعية من إصدار جسيم ما : α ، β^- ، β^+ . أما عند تلاشي الالكترون فلا تصدر جسيمات مشحونة ، بل ينطلق النترينو فقط وهو الذي لا يمكن كشفه مباشرة وإنما نحكم على وجوده بأمارات غير مباشرة كانهفاظ الطاقة والسبين . وللتأكد من حدوث تلاشي الالكترون نستفيد مما يلي . إن الكترونات الطبقة K هي الأقرب إلى النواة ولهذا فإن احتمال « اختطاف » واحد منها هو الأكبر ويحمل اسم « أسر الالكترون K » . وإذا حدث هذا « الأسر » في العنصر Z شغل مكان في الطبقة K على الرغم من أن العدد الكلي للالكترونات في الذرة Z-1 هو نفسه كما في الذرة Z-1 العادية ، إلا أن ترتيب هذه الالكترونات وفق الحالات غير صحيح فينتقل أحد الالكترونات من طبقة أعلى إلى الطبقة K ويصدر نتيجة لذلك كوانت سيني يميز العنصر ذا الرقم الذري Z-1 . وبفضل ظهور هذا الاشعاع السيني المميز برهن Alvarez عام 1938 تجريبياً على حدوث « أسر الالكترون » .

لقد بينت دراسة تحولات النوى ذات الفائض البروتوني أن أسـر (تلاشي)
 الـالكـترونـ K كثيرا ما يحصل ولكن غالبا ما تحدث الظاهرتان أي إصدار البوزترون
 وأسـر الـالكـترون K بمعنى أن قسما من نوى العنصر المدروس يتحول مصدرا
 بوزترونات بينما يتحول القسم الآخر عن طريق أسـر الـالكـترون K . وفي بعض الحالات
 يرجح الإصدار البوزتروني ، وفي حالات أخرى يتساوى احتمال حدوث الظاهرتين .
 فمثلا يتحول نصف نوى الفاناديوم الى تيتانيوم وفق المخطط :



ويتحول النصف الآخر حسب المخطط :



وهناك نوى لا تتحول الا عن طريق أسـر الـالكـترون K مثل النواة Be^7 ، التي
 تتحول الى Li^7 المستقر . وقد استخدمت حالة « الأسـر الـالكـترونـي الصافي » هذه
 للثبـت من نشوء النـتـريـنو . فبما أن النـتـريـنو يحمل طاقة فإن نواة Li^7 يجب أن
 ترتد . ومن وجود هذا الارتداد يمكن الحكم على انبعاث النـتـريـنو . وقد أكدت المعطيات
 التجريبية وجود ارتداد نوى Li^7 فأيدت بالتالي حقيقة انطلاق النـتـريـنو . لنذكر أخيرا
 أن احتمال أسـر الـالكـترون L أصغر بمئة مرة من احتمال أسـر الـالكـترون K .

أما ادوار التحول عن طريق أسـر الـالكـترون K فتتراوح بين الشواني
 (${}_{49}\text{In}^{114}$ ، $T = 72 \text{ s}$) ومئات ملايين السنين (${}_{19}\text{K}^{40}$ ، $T = 1,32 \cdot 10^9 \text{ yr}$) .

ملاحظة : في بعض الاحوال لا يظهر الاشعاع السيني المميز ، أو يظهر ضعيفا
 وتلاحظ في الوقت نفسه عدة مجموعات الكترونية وحيدة الطاقة منبثقة من الذرات
 المدروسة تسمى الكترونات أوجيه Auger . ويفسر ظهورها بأنه اثر فوتو كهربائي
 داخلي ناجم عن تصادم الفوتون السيني الذي يلي عادة أسـر الـالكـترون K بالكترون
 مداري من الذرة نفسها .

٢ - ١٤ - استقرار النوى بالنسبة الى التفكك الإشعاعي .

تبين العلاقة (29 - 1) التي تحدد النوى ذات الطاقة الدنيا ان كل قيمة لـ A تقابلها قيمة معينة لـ Z . وهذا يعني انه عندما يتحدد A يجب ان تكون النواة المستقرة ذات تركيب واحد فقط . إلا ان الأمر في الواقع خلاف هذا . فنحن نعلم ان هناك ايزوبارات أي بضع نوى مستقرة لها قيمة معينة لـ A . ولتفسير وجود الايزوبارات المستقرة هذه علينا ان ننظر في شروط الاستقرار بالنسبة الى مختلف انماط التفكك .

٢ - ١ - الاستقرار بالنسبة الى التفكك β^- .

ليكن M_Z كتلة النواة الأم وليكن M_{Z+1} كتلة النواة البنت وليكن m_e كتلة الإلكترون . ان التفكك β^- لا يحدث إلا إذا تحقق الشرط :

$$M_Z > M_{Z+1} + m_e \quad (2 - 47)$$

$$M_Z - M_{Z+1} - m_e \leq 0 \quad \text{أما إذا كان :}$$

فإن النواة M_Z لا تستطيع ان تعاني التحول β^- أي تكون مستقرة بالنسبة الى التفكك β^- وبموجب المعادلة (27 - 1) التي تعطي طاقة النواة ، نكتب :

$$M_Z = (A - Z) m_n + Z m_H - a_1 A + a_2 A^{2/3} + a_3 \frac{(A - 2Z)^2}{A} + a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_5 - Z m_e ,$$

$$M_{Z+1} = (A - Z - 1) m_n + (Z + 1) m_H - a_1 A + a_2 A^{2/3} + a_3 \frac{(A - 2Z - 2)^2}{A} +$$

$$+ a_4 \frac{(Z+1)^2}{A^{1/3}} + a'_5 - (Z+1)m_e$$

$$M_Z - M_{Z+1} - m_e = m_n - m_H + 4 a_3 \frac{A - 2Z - 1}{A} -$$

$$- a_4 \frac{2Z+1}{A^{1/3}} + a_5 - a'_5 ,$$

حيث m_H كتلة ذرة الهيدروجين .

ان لشرط استقرار النوى بالنسبة الى التفكك β^- شكلا يختلف حسبما يكون $(N-Z)$ فرديا او زوجيا . فإذا كان $(N-Z)$ فرديا كان $a_5 = a'_5 = 0$ لان كلا من النواتين الام والبنت تكون فردية - زوجية (A فردي) . وبالفعل اذا كان Z في النواة M_Z زوجيا كان N فرديا . أما في النواة البنت M_{Z+1} فعلى العكس يكون Z فرديا و N زوجيا . وفي كلتا الحالتين $a_5 = 0$. ولهذا فإن شرط الاستقرار بالنسبة الى التفكك β^- يكون في هذه الحالة :

$$m_n - m_H + 4 a_3 \frac{A - 2Z - 1}{A} - a_4 \frac{2Z+1}{A^{1/3}} \leq 0 , \quad (2-48)$$

بيد أن $A - 2Z = N - Z = \Delta N$ هو العدد النظري^(١) الذي يبين مقدار زيادة عدد النترونات في النواة على عدد البروتونات . ينتج من (2-48) أنه في حالة النوى المستقرة بالنسبة الى التفكك β^- يكون :

$$\Delta N \leq 1 + \frac{A}{4 a_3} \left[a_4 \frac{2Z+1}{A^{1/3}} - (m_n - m_H) \right] \quad (2-49)$$

(١) بما أن $A = 2Z + \Delta N$ فإن A و ΔN يكونان زوجيين معا او فرديين معا .

وعندما يكون عدد الجسيمات A في النواة صغيرا فإن الحد الثاني في (2-49) يصير صغيرا بمقارنته بالواحد . ولهذا عندما يكون A صغيرا فإن النوى المستقرة بالنسبة الى التفكك β^- هي تلك التي لا تتعدى فيها زيادة النترونات على البروتونات الواحد . فاذا كبر A فإن النوى المستقرة بالنسبة الى التفكك β^- هي التي يكون فائض النترونات فيها أكبر من الواحد . فمثلا عندما $A = 37$ تكون النواة المستقرة بالنسبة الى التفكك β^- ذات فائض نتروني $\Delta N = 3$. وفي حالة $A = 55$ فإن النوى المستقرة هي التي يقابلها $\Delta N = 5$ وهكذا .

ان الشرط (2-49) هو شرط استقرار النظائر ذات العدد النظيري
 $N - Z = \Delta N$ الفردي . اما في حالة العدد النظيري الزوجي فإن شرط الاستقرار يكون أكثر تعقيدا . وهنا يجب أن نميز حالتين :

الأولى : Z فردي . عندئذ يكون N أيضا فرديا لأن $N - Z$ عدد زوجي . وهذا يعني أن النواة الأم فردية - فردية . ولهذه النوى يكون $a_3 = 0,009/A^{1/2}$. اما النواة البنت المشكلة نتيجة التفكك β^- ففيها يزداد عدد البروتونات واحدا وينقص عدد النترونات واحدا ، أي أن النواة البنت زوجية - زوجية . ولهذه النوى يكون $a_3 = -0,009/A^{1/2}$. ففي هذه الحالة يكون شرط استقرار النوى بالنسبة الى التفكك β^- هو :

$$\Delta N \leq 1 + \frac{A}{4 a_3} \left[a_1 \frac{2Z + 1}{A^{1/2}} - (m_n - m_H) \right] - \frac{2 a_8}{4 a_3} A \quad (2-50)$$

الثانية : Z زوجي . عندئذ N أيضا يكون زوجيا لأن $N - Z$ زوجي . وتكون النواة الأم زوجية - زوجية بينما النواة البنت الناشئة نتيجة التحول β^- فردية - فردية . أن شرط استقرار نوى كهذه يماثل الشرط (2-50) مع فارق الإشارة في الحد الأخير :

(١) أن $^{37}_{17}\text{Cl}$ هو أول نظير مستقر يحتوي فائضا نترونيا مساويا لثلاثة .

$$\Delta N \leq 1 + \frac{A}{4 a_3} \left[a_4 \frac{2Z+1}{A^{1/3}} - (m_n - m_H) \right] + \frac{2 a_5}{4 a_3} A, \quad (2-51)$$

تبين مقابلة (2-50) ب (2-51) الفارق الجوهرى بين شرطي استقرار النظائر ذات العدد النظيرى ΔN الزوجى في حالتى Z الفردى والزوجى . ففي حالة Z الزوجى تكون النوى المستقرة هي تلك التي عددها النظيرى ΔN أكبر منه في حالة Z الفردى .

ب - الاستقرار بالنسبة الى التفكك $\beta+$.

لكي يحدث التفكك $\beta+$ يجب ان يتحقق الشرط :

$$M_Z > M_{Z-1} + m_e \rightarrow M_Z - M_{Z-1} - m_e > 0$$

اذا كان A فرديا ($a_3 = 0$) فإن :

$$M_Z - M_{Z-1} - m_e = - (m_n - m_H) - 2m_e - \frac{4 a_3}{A} (A - 2Z + 1) + a_4 \frac{2Z-1}{A^{1/3}} \quad (2-52)$$

اذا قابلنا (2-52) ب (2-48) نلاحظ ظهور الحد $2m_e$. وتكون النواة مستقرة بالنسبة الى التفكك $\beta+$ اذا تحقق الشرط :

(1) ان سبب نشوء هذا الحد هو ان (2-52) تمثل الفرق بين كتلتى النواة المدروسة والنواة المجاورة ذات الشحنة الأصفر بواحد ، بينما (2-48) تمثل الفرق بين كتلة النواة المدروسة والنواة المجاورة ذات الشحنة الأكبر بواحد .

$$\Delta N \geq -1 + \frac{A}{4a_3} \left[a_4 \frac{2Z-1}{A^{1/3}} - (m_n - m_H + 2m_e) \right], \quad (2-53)$$

وعندما يكون العدد النظري ΔN زوجيا نجد شرطين للاستقرار : الأول حين يكون Z زوجيا :

$$\Delta N \geq -1 + \frac{A}{4a_3} \left[a_4 \frac{2Z-1}{A^{1/3}} - (m_n - m_H + 2m_e) \right] - \frac{2a_5}{4a_3} A \quad (2-54)$$

والثاني يقابل Z الفردي .

$$\Delta N \geq -1 + \frac{A}{4a_3} \left[a_4 \frac{2Z-1}{A^{1/3}} - (m_n - m_H + 2m_e) \right] + \frac{2a_5}{4a_3} A \quad (2-55)$$

ج - الاستقرار بالنسبة الى أسر الالكترون K

كما سبق ان ذكرنا تسير عملية أسر الالكترون K بالتوازي مع التفكك β^+ . وتشكل نتيجة الأسر K النواة نفسها التي تتشكل نتيجة التفكك β^+ مع فارق وحيد هو انه عوضا عن ظهور البوزترون يتلاشى الكترون من الطبقة الالكترونية الذرية . ولهذا فإن شرط الاستقرار بالنسبة الى الأسر K له نفس شكل شرط الاستقرار بالنسبة الى التفكك β^+ (2-53) ، (2-54) ، (2-55) مع الفارق الآتي وهو غياب الحد $\frac{A}{4a_3} 2m_e$. وعندما يحدث التفكك β^+ تتحرر الطاقة على هيئة طاقة حركية للترينو والبوزترون ، وكذلك على شكل طاقة مرتبطة بكتلة البوزترون . اما في الأسر K فيتلاشى الكترون . وتنتقل الطاقة المتحررة نتيجة تحول النواة ، بالإضافة الى الطاقة المرتبطة بكتلة الالكترون ، الى الترينو على هيئة طاقة حركية . ولهذا فإن الترينو المتكون نتيجة الأسر K تكون طاقته الحركية اكبر بـ $2m_e$ من الطاقة الحركية للبوزترون والترينو المتشكلين عند التفكك β^+ .

وكما في حالة التفكك β^+ لدينا في حالة الأسر K ثلاثة شروط مختلفة للاستقرار :

$$\Delta N \geq -1 + \frac{A}{4a_3} \left[a_4 \frac{2Z-1}{A^{1/3}} - (m_n - m_H) \right] \quad (2-56)$$

وينطبق هذا الشرط على النوى ذات A الفردي (النوى الزوجية - الفردية).

$$\Delta N \geq -1 + \frac{A}{4a_3} \left[a_4 \frac{2Z-1}{A^{1/3}} - (m_n - m_H) \right] - \frac{a_5}{2a_3} A \quad (2-57)$$

وينطبق هذا الشرط على النوى ذات A الزوجي و Z الزوجي (النوى الزوجية - الزوجية) .

$$\Delta N \geq -1 + \frac{A}{4a_3} \left[a_4 \frac{2Z-1}{A^{1/3}} - (m_n - m_H) \right] + \frac{a_5}{2a_3} A \quad (2-58)$$

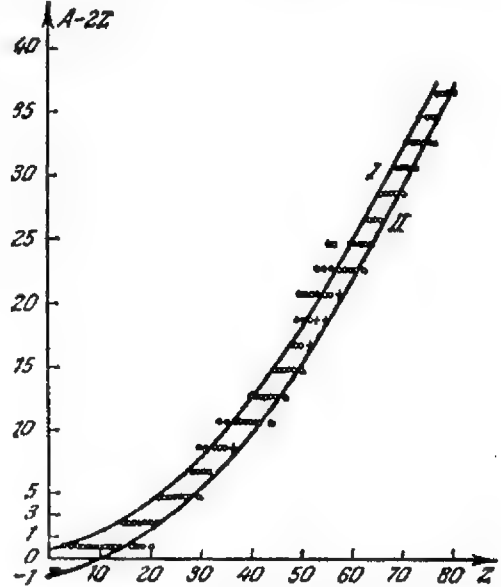
وينطبق هذا الشرط على النوى ذات A الزوجي و Z الفردي (النوى الفردية - الفردية) .

تبين مقابلة (2-56) ، (2-57) ، (2-58) بـ (2-53) ، (2-54) ، (2-55) انه اذا كانت النوى غير مستقرة بالنسبة الى التفكك β^+ فهي غير مستقرة بالنسبة الى الأسر K . إلا أن العكس غير صحيح . فالنواة غير المستقرة بالنسبة الى الأسر K يمكن أن تكون مستقرة بالنسبة الى التفكك β^+ . وتصادف هذه الحالات عندما تتحرر نتيجة الأسر K طاقة أقل من $2m_e$.

تبين دراسة ظاهرتي التفكك β^- و β^+ وظاهرة الأسر K ان النواة تكون مستقرة إذا كانت مستقرة بالنسبة الى التفكك β^- والاسر K .

ولكي نوضح الى اي درجة تعين الصيغة نصف التجريبية استقرار النوى تعيينا صحيحا مثلنا على الاشكال (١٠ - ٢) ، (١١ - ٢) و (١٢ - ٢) المنحنيات التي تفصل ، وفقا للعلاقات (2 - 49) ، (2 - 50) ، (2 - 51) ، (2 - 56) ، (2 - 57) ، (2 - 58) ، منطقة النوى المستقرة عن منطقة النوى غير المستقرة . وتمثل الدوائر الصغيرة على هذه الاشكال كل النظائر المستقرة المعروفة . اما الاشارات + فتمثل النظائر المشعة .

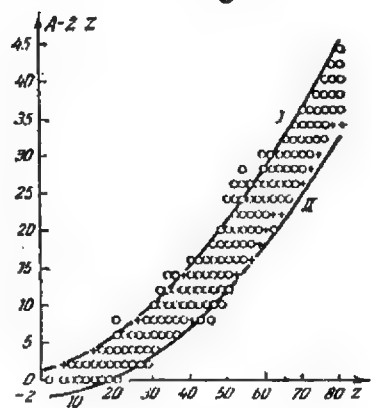
والمنحني الاول (I) عليها هو حد الاستقرار بالنسبة الى التفكك β^- . اما المنحني الثاني (II) فهو حد الاستقرار بالنسبة الى الأسر K . بقي أن نقول أن الشكل (١٠ - ٢) خاص بالنوى ذات A الفردي ، في حين أن الشكل (١١ - ٢) يعود للنوى الزوجية - الزوجية . أما الشكل (١٢ - ٢) فهو للنوى الفردية - الفردية .



الشكل ١٠ - ٢

تبين هذه المخططات أن النوى المستقرة المعروفة كلها تقريبا ، تقع فعلا بين المنحنيين المعبرين عن شرطي الاستقرار بالنسبة الى التفكك β^- والأسر K .

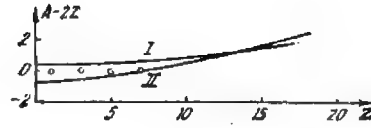
وبالإضافة الى هذا تفسر هذه المخططات بعض النظاميات الملاحظة لدى النوى المستقرة .



الشكل ١١ - ٢

فكما سبق ان اشرنا تصادف على الاغلب

بين النوى المستقرة النوى الزوجية -
الزوجية . ويفسر هذا بأنه في حالة هذه
النوى يكون حداً الاستقرار (K^- ، K)



الشكل ٢ - ١٢

متباعدين نسبياً بحيث يتسع المجال بينهما ، مقابل كل قيمة معينة لـ Z ، لعدد
كبير نسبياً من النوى المختلفة في عددها النظيري . أما حداً الاستقرار للنوى الزوجية
- الفردية فهما متقاربين الى حد كبير . ولا يستطيع العدد النظيري في النوى المستقرة
من هذا النمط ان يتغير إلا بقدر طفيف .

ان النوى الفردية - الفردية المعرفة قليلة : ${}^1_1\text{H}$ ، ${}^6_3\text{Li}$ ، ${}^{10}_5\text{B}$ ، ${}^{14}_7\text{N}$. ويستحيل
وجود نوى فردية - فردية مستقرة أخرى لأن منحنى الاستقرار (K^- ، K)
يتقاطعان قرب $Z = 7$. ولهذا فإن جميع النوى الفردية - الفردية ذات $Z > 7$
يجب أن تكون مشعة ، وهذا هو الواقع فعلاً .

٢ - ١٥ - أسرار العناصر المشعة

هناك عناصر مشعة طبيعية وأخرى اصطناعية .

أ - العناصر المشعة الطبيعية .

عرفت هذه العناصر قبل غيرها ، وهي عملياً العناصر المقابلة لـ $Z > 82$
أي أنها تلي الرصاص ($Z(\text{Pb}) = 82$) . وتطلق هذه العناصر في أثناء تفككها
جسيمات α أو β (التي ترافقها اشعة γ) فتتحول بذلك الى عناصر كيميائية
أخرى غالباً ما تكون مشعة أيضاً فتتفكك منقلبة الى عناصر أخرى وهكذا . ويمكن
تصنيف العناصر المشعة في ثلاث أسرار (سلاسل) أدوار أجدادها كبيرة جداً ، من
مرتبة عمر الأرض ، الأمر الذي يفسر بقاء هذه العناصر المشعة في حالة توازن مع
سلالتها ذات الأدوار الأقصر .

وبين الجدول الآتي هذه الأسر الثلاث :

اسم الأسرة	العنصر الجد الأعلى	العنصر النهائي المستقر	العدد الكتلي A لافراد الأسرة
أسرة الأورانيوم	${}_{92}\text{U}^{238}$ (T = ٤.٥ مليار سنة)	${}_{82}\text{Pb}^{206}$	$4n + 2$
أسرة الأكتينيوم أو U^{235}	U^{235} (T = ٧١٠.٠ مليار سنة)	Pb^{207}	$4n + 3$
أسرة الثوريوم	${}_{90}\text{Th}^{232}$ (T = ١٤ مليار سنة)	Pb^{208}	$4n$

والشيء المميز لهذه الأسر هو أن العدد الكتلي A لعناصرها يعبر عنه بالعلاقات الواردة في الجدول حيث n عدد صحيح قيمته :

(١) في الأسرة الأولى $51 \leq n \leq 59$. وتتكون هذه الأسرة نتيجة ثمانية تفككات

α وستة تفككات β^- .

(٢) في الأسرة الثانية $51 \leq n \leq 58$. وتتكون هذه الأسرة نتيجة سبعة تفككات

α وأربعة تفككات β^- .

(٣) في الأسرة الثالثة $52 \leq n \leq 58$. وتتكون هذه الأسرة نتيجة ستة تفككات

α وأربعة تفككات β^- .

وتبين الجداول الآتية العناصر المشعة في هذه الأسر حسب تسلسل تولدها ،

كما تبين نمط تفككها ودوره والطاقة الأساسية للجسيم المقذوف والمجال الطاقي
لاشعة γ المنبعثة . أما العنصر الذي يمكن أن يتفكك بطريقتين مختلفتين فقد أشير
إليه بنجمة صغيرة .

THE URANIUM SERIES

Radiactive species Historic names	Nuclide	Type of disintegration	Half-life T	Disintegration constant λ , s^{-1}	Principal particle energy, MeV
Uranium I (UI) Uranium X ₁ (UX ₁) Uranium X ₂ (UX ₂)	⁹² U ²³⁸ ⁹⁰ Th ²³⁴ ⁹¹ Pa ²³⁴	α β β	4.51×10^9 y 24.1 d 1.18 m	4.87×10^{-18} 3.33×10^{-7} 9.77×10^{-3}	α , 4.18; γ , 0.05 β , 0.19; γ , 0.03-0.09 β , 2.31; γ , 0.23-1.8
Uranium Z (UZ) Uranium II (UII) Iodum (Io) Radium (Ra) Ra emanation (Radon) *Radium A (RaA) Astatine-218 (0.02) Radium B (RaB) (99+) *Radium C (RaC)	⁹¹ Pa ²³⁴ ⁹² U ²³⁴ ⁹⁰ Th ²³⁰ ⁸⁸ Ra ²²⁶ ⁸⁶ Rn ²²² ⁸⁴ Po ²¹⁸ ⁸⁵ At ²¹⁸ ⁸² Pb ²¹⁴ ⁸³ Bi ²¹⁴	β α α α α β , α α β β , α	6.7 h 2.48×10^5 y 7.6×10^4 y 1620 y 3.82 d 3.05 m 1.3 s 26.8 m 19.7 m	2.88×10^{-5} 8.88×10^{-14} 2.89×10^{-13} 1.36×10^{-11} 2.10×10^{-6} 3.78×10^{-3} 0.53 4.31×10^{-4} 5.86×10^{-4}	β , 0.5; γ , 0.04-1.7 α , 4.76; γ , 0.5-0.12 α , 4.69; γ , 0.07-0.25 α , 4.78; γ , 0.19 α , 5.49; γ , 0.51 α , 6.00; β , ... α , 6.69 β , 0.65; γ , 0.05-0.35 α , 5.5; β , 0.40-3.2 γ , 0.61-2.43
*Radium C' (RaC') (99+) Radium C'' (RaC'') (0.02) Radium D (RaD) *Radium E (RaE) Radium F (RaF) (99+) Thallium-206 (2×10^{-4}) Radium G (RaG)	⁸⁴ Po ²¹⁴ ⁸¹ Tl ²¹⁰ ⁸² Pb ²¹⁰ ⁸³ Bi ²¹⁰ ⁸⁴ Po ²¹⁰ ⁸¹ Tl ²⁰⁶ ⁸² Pb ²⁰⁶	α β β β , α α β Stable	1.64×10^{-4} s 1.30 m 22 y 5.0 d 138.4 d 4.3 m	4.23×10^3 8.75×10^{-3} 1.00×10^{-9} 1.60×10^{-6} 5.80×10^{-3} 2.68×10^{-3}	α , 7.68 β , 1.99; γ , 0.10-2.43 β , 0.02; γ , 0.05 α , 4.7; β , 1.16 α , 5.30; γ , 0.80 β , 1.67

THE ACTINIUM SERIES

Radioactive species Historic names	Nuclide	Type of disintegration	Half-life T	Disintegration constant λ , s^{-1}	Principal particle energy, MeV
Actinouranium (AcU) Uranium Y (UY)	$^{92}\text{U}^{235}$ $^{90}\text{Th}^{231}$	α β	7.13×10^8 y 25.6 h	3.08×10^{-17} 8.12×10^{-6}	α , 4.18; γ , 0.19 β , 0.30; γ , 0.08-0.31
Protoactinium (Pa)	$^{91}\text{Pa}^{231}$	α	3.25×10^4 y	6.75×10^{-13}	α , 5.00; γ , 0.03-0.36
* Actinium (Ac)	$^{89}\text{Ac}^{227}$	β , α	21.2 y	1.08×10^{-9}	α , 4.94; β , 0.04
Radioactinium (RdAc)(1,2)	$^{90}\text{Th}^{227}$	α	18.2 d	4.40×10^{-7}	α , 5.97; γ , 0.05-0.34
Actinium K (AcK) (98,8)	$^{87}\text{Fr}^{223}$	β	22 m	5.25×10^{-4}	β , 1.15; γ , 0.03-0.08
Actinium X (AcX)	$^{88}\text{Ra}^{223}$	α	11.7 d	6.86×10^{-7}	α , 5.71; γ , 0.03-0.45
Ac emanation (Actinon)	$^{86}\text{Rn}^{219}$	α	4.0 s	0.174	α , 6.82; γ , 0.27-0.40
* Actinium A (AcA)	$^{84}\text{Po}^{215}$	β , α	1.8×10^{-3} s	3.86×10^2	α , 7.38
Astatine-215 (5×10^{-4})	$^{85}\text{At}^{215}$	α	10^{-4} s	7×10^5	α , 8.00
Actinium B (ActB) (99†)	$^{82}\text{Pb}^{211}$	β	36.1 m	3.20×10^{-4}	β , 1.4; γ , 0.06-1.1
* Actinium C (AcC)	$^{83}\text{Bi}^{211}$	β , α	2.15 m	5.26×10^{-3}	α , 6.82; γ , 0.35
Actinium C' (AcC') (0.3)	$^{84}\text{Po}^{211}$	α	0.52 s	1.33	α , 7.45; γ , 0.89-1.06
Actinium C'' (AcC'') (99†)	$^{81}\text{Tl}^{207}$	β	4.78 m	2.41×10^{-3}	β , 1.44; γ , 0.89
Actinium D (AcD)	$^{82}\text{Pb}^{207}$	Stable			

THE THORIUM SERIES

Radioactive species Historic names	Nuclide	Type of disinte- gration	Half-life T	Disintegration constant λ , s^{-1}	Principal particle energy, MeV
Thorium (Th)	$^{232}\text{Th}_{90}$	α	$1.41 \times 10^{10} \text{ y}$	1.56×10^{-18}	$\alpha, 4.01; \gamma, 0.06$
Mesothorium 1 (MtTh 1)	$^{228}\text{Ra}_{88}$	β	5.7 y	3.86×10^{-9}	$\beta, 0.05$
Mesothorium 2 (MtTh 2)	$^{228}\text{Ac}_{89}$	β	6.13 h	3.14×10^{-5}	$\beta, 1.11; \gamma, 0.06-1.64$
Radiothorium (RdTh)	$^{228}\text{Th}_{90}$	α	1.91 y	1.15×10^{-8}	$\alpha, 5.43; \gamma, 0.08-0.21$
Thorium X (ThX)	$^{224}\text{Ra}_{88}$	α	3.64 d	2.20×10^{-6}	$\alpha, 5.68; \gamma, 0.24$
Th emanation (Thoron)	$^{220}\text{Rn}_{86}$	α	56 s	1.23×10^{-2}	$\alpha, 6.29; \gamma, 0.54$
Thorium A (ThA)	$^{216}\text{Po}_{84}$	α	0.15 s	4.62	$\alpha, 6.78$
Thorium B (ThB)	$^{212}\text{Pb}_{82}$	β	10.6 h	1.82×10^{-5}	$\beta, 0.35; \gamma, 0.11-0.41$
*Thorium C (ThC)	$^{212}\text{Bi}_{83}$	β, α	60.6 m	1.91×10^{-4}	$\alpha, 6.05; \beta, 2.25$ $\gamma, 0.04-2.2$
Thorium C' (ThC') (66.3)	$^{212}\text{Po}_{84}$	α	$3.0 \times 10^{-7} \text{ s}$	2.31×10^6	$\alpha, 8.78$
Thorium C'' (ThC'') (33.7)	$^{212}\text{Pb}_{82}$	β	3.1 m	2.52×10^{-3}	$\beta, 1.80; \gamma, 0.23-2.61$
Thorium D (ThD)	$^{208}\text{Pb}_{82}$	Stable			

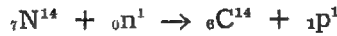
ملاحظة حول العناصر المشعة الطبيعية الأخرى

بينت القياسات التي أجريت بعناية فائقة أن كافة المواد عمليا تحتوي آثارا من عناصر مشعة . وساد الاعتقاد مدة من الزمن أن هذه الآثار جميعا هي أفراد من أسر العناصر المشعة الثقيلة . إلا أن البحوث الإشعاعية - الكيميائية الدقيقة بينت أن بعض العناصر الخفيفة له نظائر طبيعية مشعة . وفي الجدول التالي النظائر المشعة المعروفة :

النكليد	الدور T	النكليد	الدور T
K^{40}	$1,3 \cdot 10^{10} \text{ y}$	Nd^{144}	$3 \cdot 10^{15} \text{ y}$
V^{50}	$5 \cdot 10^{15} \text{ y}$	Sm^{148}	$6 \cdot 10^{10} \text{ y}$
Rb^{87}	$6 \cdot 10^{10} \text{ y}$	Lu^{176}	$2,4 \cdot 10^{10} \text{ y}$
In^{115}	$6 \cdot 10^{14} \text{ y}$	Re^{187}	$4 \cdot 10^{12} \text{ y}$
La^{138}	$1 \cdot 10^{11} \text{ y}$	Bi^{209}	$2,7 \cdot 10^{17} \text{ y}$
		{ عمليا مستقر! }	

ونلاحظ أن لهذه النظائر جميعا أدوارا طويلة جدا وبالتالي من الصعب قياسها بدقة . وليس هناك ما يشير إلى علاقة سلسلية بين هذه العناصر . ويجب النظر إليها على أنه لا رابطة بينها .

هناك نظير مشع طبيعي آخر هو C^{14} لم ندرجه في الجدول السابق لأن وجوده ناجم عن أسباب تختلف كليا عن أسباب وجود أي من العناصر المشعة الطبيعية الأخرى . إن دور C^{14} يساوي 5730 سنة وهو زمن قصير جدا بالنسبة إلى العمر الجيولوجي للأرض بحيث أنه لو وجدت أي كمية من C^{14} وقت تشكل قشرة الأرض لتلاشت نهائيا منذ زمن طويل . ونحن نعلم أن C^{14} يتولد باستمرار من N^{14} بتفاعل نووي يستفيد من النيوترونات الناشئة من الأشعة الكونية :



ب - العناصر المشعة الصناعية .

يمكن صنع العديد من النظائر المشعة الخفيفة أو الثقيلة . وهناك بين النظائر المشعة الثقيلة (التي عددها الذري أكبر من ٨٢) ما ينتمي إلى الأسر الثلاث المذكورة .

كما ان بينها ما يمكن التعبير عن عدده الكتلي بالعلاقة $A = 4n + 1$. وتؤلف هذه العناصر اسرة جديدة تسمى اسرة النبتونيوم ^{237}Np 93 (T = ٢٢ مليون سنة) وهي تنتهي بالعنصر ^{209}Bi المستقر عمليا .

وتسمى العناصر الثقيلة المقابلة لـ $Z > 92$ عناصر ما بعد الاورانيوم . وقد امكن في عام ١٩٦١ الحصول على العنصر ذي الرقم $Z = 103$ وسمي لورنسيوم Lawrencium تخليدا لذكر مخترع السيكلوترون . ويفسر عدم وجود هذه العناصر الصناعية الثقيلة في الطبيعة بقصر ادوارها بالنسبة الى عمر الأرض .

لنذكر بالمناسبة ان العناصر الاربعة الآتية : ^{99}Tc ، ^{145}Pm ، ^{210}At ، ^{223}Fr غير موجودة في الطبيعة لأنها مشعة وادوارها قصيرة بالمقارنة بعمر الأرض ولا تتولد من غيرها من العناصر . وسنورد فيما يلي تاريخ صنع كل من هذه العناصر والنظير الاطول عمرا .

النظير	الدور	تاريخ صنع العنصر لأول مرة
^{99}Tc	٢٢×١٠^5 سنة	١٩٣٧
^{145}Pm	~ ٣٠ سنة	١٩٤٧
^{210}At	٨٣ ساعة	١٩٤٠
^{223}Fr	٢٢ دقيقة	١٩٣٩

ان النظائر المشعة الصناعية الخفيفة ذات اهمية تطبيقية كبيرة في مختلف الميادين ، وتفضل على العناصر المشعة الطبيعية لرخص ثمنها ، وعلى الاخص لتنوعها الكبير من حيث الخصائص الكيميائية والفيزيائية (ادوار تفكك وطاقات إشعاع مختلفة). وهناك اكثر من الف نظير مشع صناعي فقد امكن تحضير نظائر مشعة لكافة العناصر الكيميائية المعروفة باستثناء الهليوم .

٢ - ١٦ - عمر الأرض

يبلغ دور الاورانيوم ^{238}U ٤.٥ مليار سنة وهو اطول بكثير من دور اي عنصر من سلالته التي تنتهي بالرصاص المستقر ^{206}Pb ذي الدور اللانهائي . وهذا يعني انه

بعد مضي مليار سنة أو نحو ذلك لا يبقى بتركيز محسوس سوى عنصرين هما الاورانيوم والرصاص . لهذا يمكن تطبيق المعادلة (2-17) عليهما حيث :

$$\lambda_2 = \lambda(\text{Pb}) = 0 \quad \text{و} \quad \lambda_1 = \lambda(\text{U}) \equiv \lambda$$

لأن $T_2 = T(\text{Pb}) \rightarrow \infty$ وعلى هذا يكون :

$$N(\text{Pb}) = N_0(\text{U}) (1 - e^{-\lambda t}) \quad (2-59)$$

ثم إن عدد ذرات الرصاص مضافا اليها عدد ذرات الاورانيوم ينبغي ان يساوي في أي لحظة عدد ذرات الاورانيوم الموجودة أصلا في العينة المدروسة أي :

$$N(\text{Pb}) + N(\text{U}) = N_0(\text{U}) \quad (2-60)$$

ويمكن قياس تركيز Pb و U الموجودين تجريبيا ثم حل المعادلتين السابقتين فنجد بحذف $N_0(\text{U})$:

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{N(\text{Pb}) + N(\text{U})}{N(\text{U})} \quad (2-61)$$

ويمثل t هنا الزمن الذي انقضى منذ تصلب القشرة الأرضية وانحياص الاورانيوم بين الصخور . وقد طبقت المعادلة (2-61) على عدة فلزات مأخوذة من مناطق مختلفة من الأرض ، وبينت النتائج أن عمر الأرض نحو أربعة مليارات سنة .

الفصل الثالث

التفاعلات النووية والانشطار النووي

٣ - ١ تعاريف ومعلومات عامة .

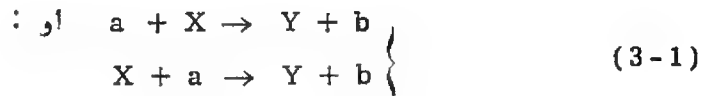
تؤثر القوى النووية على مسافة من مرتبة 10^{-10} م . فإذا ظهر جسيم (نوترون، بروتون، جسيم α أو نوى أخرى) ضمن مجال تأثير القوى النووية حدث تفاعل نووي بين الجسيم والنواة . ويشارك في التفاعل عادة نواتان : « ثقيلة » وخفيفة (جسيم) ، وينجم عن التفاعل نواتان جديدتان بيد أنه يمكن أن يتشكل عدد أكبر من الجسيمات (أو النوى) وكقاعدة عامة تجري التفاعلات النووية في الظروف المخبرية بقذف النوى الأثقل ، الداخلة في تركيب « الهدف » الذي يكون غالبا على شكل ورقة ، بحزمة (تيار) من الجسيمات الأخف .

وكما في حالة التفكك الإشعاعي تبقى الشحنة الكهربائية وعدد النكليونات محفوظة في التفاعلات النووية . ويحدث في التفاعل النووي توزيع جديد للشحنة والنكليونات بين نواتج التفاعل . ويستطيع المرء ، على أساس انحفاظ الشحنة وعدد النكليونات ، أن يتنبأ كيفيا ، بمآل التفاعل النووي .

إن أول تفاعل نووي هو الذي لاحظته أرنست رذرفورد في سنة ١٩١٩ . فقد قذف نوى الآزوت بجسيمات الفا ذات الطاقة 7,7 MeV والمنبعثة من البولونيوم . إن الحاجز الكموني لنواة الآزوت بالنسبة لجسيم α يساوي 3,5 MeV أي أصغر بمرتين من الطاقة الحركية لجسيمات α المستعملة . ولهذا نفذت جسيمات α بسهولة إلى نوى الآزوت وأحدثت فيها تفاعلا نوويا أدى إلى تشكل نوى الأكسجين O^{17} والبروتونات . وكان هذا أول برهان تجريبي على أن البروتونات تدخل في تركيب النواة .

ولقد دُرِس أكثر من عشرة آلاف تفاعل نووي بعد اكتشاف رذرفورد هذا .
فما الهدف من دراسة هذه التفاعلات ؟ إنها قبل كل شيء تعطينا معلومات عن بنية
النواة وعن طبيعة القوى النووية . ثم أن دراسة التفاعلات النووية مهمة من الوجهة
العملية إذ تستخدم المواد المشعة الناتجة من التفاعلات النووية في كثير من مجالات
العلم والهندسة .

وتمثل التفاعلات النووية ، المشابهة للتفاعلات الكيميائية ، بمعادلات اصطلاحية .
فيكتب في الطرف الأيسر النواة والجسيم المتفاعلان ويكتب في الطرف الأيمن ناتج
التفاعل :



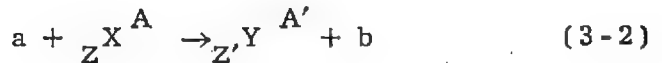
حيث : a الجسيم الوارد (القذيفة)

x النواة الهدف (المقذوفة بـ a)

Y النواة الناتجة

b الجسيم البارز (المنبعث) من الهدف .

وتتضمن الكتابة الكاملة للتفاعل النووي الشحنات والأعداد الكتلية للنوى الداخلة
في التفاعل والناتجة منه :



كما يكتب التفاعل النووي عادة بالشكل المختصر :



ويتعين نمط التفاعل النووي من طبيعة الجسيمين الوارد a والبارز b ويقال
عنه إنه تفاعل (a , b) .

فإذا كان الجسيمان الوارد والبارز مشحونين بالكهرباء ومتطابقين قيل عن التفاعل (a, a) إنه « تبعثر الجسيمات a ». ويميّز نوعان من تبعثر الجسيمات : **التبعثر المرن** وفيه يتفاعل الجسيم مع حقل النواة الكهربائي كما تفعل كرتان مرنتان ويبقى تركيب النواة وحالتها الداخلية دون تغير ولا يحدث سوى توزيع جديد للطاقة الحركية بين الجسيم والنواة . وتسمى النواة المتحركة بعد التبعثر المرن للجسيم a **النواة المرتدة** . وهناك **التبعثر اللامرن** وفيه تحدث إثارة للنواة الهدف دون تغيير في تركيبها . ويذهب قسم من الطاقة الحركية للجسيم ، المتبعثر تبعثراً لا مرن ، لإثارة النواة التي يرمز إليها عندئذ بالرمز * فوقها . وبما أن السويات المشارة في النوى لها قيم طاقة منفصلة فقط ، فإن التبعثر اللامرن لا يحدث إلا إذا فاقت طاقة الجسيم طاقة أول سوية مثارة . ويصاحب التبعثر اللامرن انبعاث أشعة غاما من النواة المثارة . أن هذين التبعثرين ليسا تفاعلين نوويين لأن الجسيم الوارد لا يتفاعل مع حقل القوة النووية . أما إذا كان الجسيمان الوارد والبارز نوترونين فيمكن أن نتصور التبعثر المرن على أنه تصادم بين النوترون والذرة ، دون تأيينها أو إثارتها ، يكسبها جزءاً من الطاقة الحركية للنوترون .

أما في التفاعل (a, b) فيمتص الجسيم a وينبعث الجسيم b عوضاً عنه فيتغير تبعاً لذلك تركيب النواة ويحدث « تحول نووي » . ولبعض التفاعلات (a, b) أسماء خاصة : فمثلاً يسمى التفاعل (a, γ) **الأسر الإشعاعي** للجسيم a إذ يحدث خلاله امتصاص الجسيم a وفي نفس الوقت انبعاث الكوانتات γ . ويسمى التفاعل (γ, b) **الأثر الفوتوني النووي** .

تختلف سرعة التفاعلات النووية عن سرعة التفاعلات الكيميائية . ففي درجات الحرارة العادية تجري التفاعلات الكيميائية بسرعة لا يستهان بها بينما تجري التفاعلات النووية بسرعة صغيرة جداً تساوي الصفر عملياً . وهناك سببان وراء هذا الأمر : فأبعاد النوى صغيرة بالمقارنة بأبعاد الذرات ، ولهذا فإن تلاقى النوى ؛ الضروري لإثارة التفاعل ، يحدث باحتمال أصغر بكثير من احتمال تلاقى الذرات .

أما السبب الآخر فهو كون النوى محاطة بحاجز كموني عال ، ولكي تغلب عليه

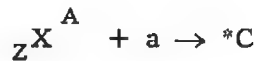
الجسيمات المشحونة يجب ان تكون طاقتها الحركية كبيرة بمقارنتها بطاقة الحركة الحرارية .

ويمكن زيادة سرعة التفاعلات النووية باتباع أحد طريقتين :

- ١ - رفع درجة الحرارة رفعا كبيرا . فعند درجات الحرارة التي تبلغ عشرات ملايين الدرجات تصبح طاقة الحركة الحرارية كبيرة بحيث يفدو احتمال نفوذ النوى الخفيفة عبر الحاجز الكموني ملحوظا . ومن المألوف تسمية التفاعلات النووية التي تجري في درجات الحرارة العالية **التفاعلات الحرارية النووية** .
- ٢ - استخدام جسيمات مشحونة، على هيئة « حزمة » ، تسرع في أجهزة مخصصة تسمى « المسرعات » بغية جعل طاقتها كافية للتغلب على الحاجز الكموني .

٣ - ٢ - النواة المركبة

قدمت دراسة التفاعلات النووية الكثير من المعلومات التي شكلت أساس نظريات التحولات النووية واحدى هذه النظريات هي نظرية النواة المركبة (الوسيطة) التي وضعها نيلز بور في عام ١٩٣٦ . وهي تفسر تفسيراً مرضياً التحولات النووية الناجمة عن الجسيمات التي قد تصل طاقتها الى 50 MeV . ووفقاً لهذه النظرية يحدث التفاعل النووي الممثل بـ ${}_Z^AX + (a,b){}_Z^AY$ على مرحلتين . في الأولى يقع الجسيم a في أسر النواة ${}_Z^AX$ وتشكل نتيجة لذلك نواة مركبة C في حالة مشارة :



وتتكون طاقة الاثارة W_{ex} من مجموع طاقة ارتباط ϵ_a للجسيم a بالنواة المركبة وجزء من الطاقة الحركية للجسيم E_a (انظر المعادلة (3 - 14) :

$$W_{ex} = \epsilon_a + \frac{M}{M+m_a} E_a$$

(وفي حالة $m \ll M$ يكون $W_{ex} \approx \epsilon_a + E_a$)

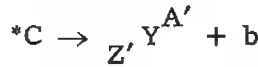
وبما ان النكلونات تتفاعل بشدة فإن طاقة الإثارة تتوزع عليها بسرعة وفق قانون مكسويل الإحصائي لتوزع الطاقة على جزيئات الغاز الكامل . وعلى هذا يمكن استخدام مفهوم « درجة الحرارة النووية » والتي يكون مقياسا لها الطاقة الحركية الوسطية لجسيمات النواة المركبة $\frac{1}{2} m \overline{v^2}$ ، ووصف طاقة اثاره النواة (باعتبارها موزعة وفق قانون مكسويل) بدرجة الحرارة النووية T المعينة من الشرط :

$$\frac{3}{2} k T = \frac{1}{2} m \overline{v^2} = \frac{W_{ex}}{A}$$

حيث k ثابتة بولتزمان و A العدد الكتلي للنواة المركبة .

ان درجة حرارة النواة المركبة عالية جدا . فلو نفذ نترون مثلا الى نواة عنصر متوسط ($A \sim 100$) لأثارها بمقدار $8 - 10 \text{ MeV}$. وتكون الطاقة الوسطية المقابلة للنكلون حوالي $0,1 \text{ MeV}$ وهذه تقابل درجة حرارة تساوي مليون درجة !

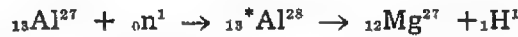
يمكن أن يحدث لنواة ساخنة كهذه ظاهرة تماثل تبخر الجزيئات من قطرة مائع عادي ، اذ يمكن لفيض الطاقة ، أو لجزء كبير منه ، أن يتجمع مع الزمن لدى أحد الجسيمات السطحية b و « يتبخر » هذا الجسيم اي يفادر النواة $*C$ وهذه هي المرحلة الثانية من التفاعل النووي :



ان عمر النواة المركبة ، اي الزمن الذي تعيشه من لحظة تشكلها حتى لحظة تفككها ، $\tau_C = 10^{-14} - 10^{-13} \text{ s}$ أكبر بكثير من **الزمن النووي المميز** τ_n والذي يقطع خلاله الجسيم a مسافة من مرتبة نصف قطر النواة R . ففي حالة جسيم الفا يتحرك بسرعة $v_\alpha = 10^7 \text{ m/s}$ يكون الزمن النووي $\tau_n = \frac{R}{v_\alpha} = \frac{10^{-14}}{10^7} = 10^{-21} \text{ s}$

اصغر بمئة مليون مرة من عمر النواة المركبة . ولهذا السبب بالذات نستطيع الكلام عن النواة المركبة على انها نواة موجودة فعلا ، وتجزئة التفاعل النووي الى مرحلتين . هذا ويترتب على طول عمر النواة المركبة امر مهم هو ان تشكلها وتفككها حادثان مستقلان .

لنفترض ، للتحديد ، انه نفذ الى النواة $^{27}_{13}\text{Al}$ نوترون عالي الطاقة . ففي النواة المركبة المتشكلة يمكن لفيض الطاقة اللازم للتبخر ان يتجمع عند احد البروتونات فينفلت من النواة بروتون ويحدث التحول :



ويمكن لفيض الطاقة ان يتركز لدى مجموعة جسيمات مكونة من بروتونين ونيوترونين ويحدث « تبخر » هذه المجموعة بكاملها . ونقول في هذه الحالة إنه انطلق من النواة جسيم الفا :



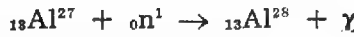
ومن الجائز ان يتجمع كبير من الطاقة عند احد النوترونات فيفادر النواة ونحصل من جديد على النواة الاصلية ولكن في الحالة المثارة . واذا كانت طاقة الاثارة كبيرة تبخر جسيم آخر ، نوترون آخر مثلا ، وحدث تحول من الطراز الآتي :



وبالفعل فقد اكتشفت تجريبيا تحولات كهذه عند قذف النوى بنوترونات تفوق طاقتها 10 MeV ومع ذلك اذا بقي في النواة ، بعد انفلات الجسيم ، فائض قليل من الطاقة انطلقت هذه الطاقة على هيئة كوانت غاما .

اخيرا يمكن ان يحدث انطلاق كوانت غاما قبل ان يتجمع فيض الطاقة عند أحد الجسيمات وبعد صدور كوانت γ يكون ما تبقى في النواة من طاقة الاثارة غير كاف

لقدف جسيم ما منها . ويكون مصير النترون ، الذي نفذ الى النواة ، البقاء فيها ويحدث ما يسمى **الأسر الإشعاعي** :



ويحدث في بعض الحالات ان تنقسم النواة المثارة الى قسمين متساويين تقريبا . تسمى هذه الظاهرة **انشطار النوى** .

ترى اي التحولات المذكورة يحدث بالفعل ؟ في الحقيقة تحدث كافة أنماط التحولات المشار اليها . وبالطبع فإن نواة بعينها تعاني تحولا واحدا من هذه التحولات الممكنة . وبعد ان تعاني النواة المركبة تحولا « تبرد » اي تخرج عن كونها مثارة . وبما ان تبادل الطاقة بين جسيمات النواة المركبة ذو طابع إحصائي فإن كل تحول من التحولات الممكنة للنواة المركبة له **احتمال محدد** . ولهذا عند اختبار كمية ماكروسكوبية من المادة تحدث كل أنماط تحولات النواة المركبة . ووفقا لاحتمال هذه العمليات تبخر النترونات من قسم من النوى المركبة ، ومن قسم ثان تنطلق اولا كوانتات γ اي يحدث الأسر الإشعاعي ، ومن قسم ثالث من النوى تنطلق جسيمات مشحونة وهكذا ... ان اكثر التحولات حدوثا هو اكبرها احتمالا . وحسب التحولات التي تعانيها **النواة المركبة** نميز الأنماط الآتية للتفاعلات النووية .

٢ - ٣ - أنماط التفاعلات النووية

أ - تفاعل الأسر :

ويحدث عندما لاينطلق من النواة المركبة اي جسيم . وتعود النواة المركبة المثارة الى حالتها الطبيعية (غير المثارة) مطلقة كوانتا أو اكثر من كوانتات غاما .

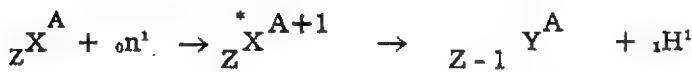
ويتوقف احتمال إطلاق (اصدار) الاشعة الكهرومغناطيسية هذه على العلاقة بين ابعاد الجملة المشعة (التي تصدر الاشعاع) وطول موجة الاشعاع (اي طاقة الكوانت γ) ففي حالة النوى المتوسطة ($A \approx 100$) وطاقة إثارة 1 MeV يكون العمر

الوسطي للنواة في الحالة المثارة مساويا 10^{-16} s أي اكبر من الزمن النووي بمليون مرة . (العمر الوسطي يساوي مقلوب الاحتمال) .

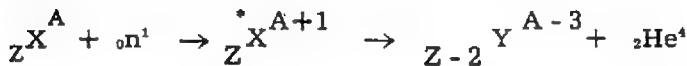
ب (التفاعلات النووية التي يصاحبها إصدار جسيمات مشحونة :

لكي يحدث تفاعل من هذا النمط ، اي لكي ينطلق من النواة بروتون أو جسيم الفا ، يجب ان تكون طاقة الجسيم كبيرة بحيث تساوي أو تتعدى ارتفاع الحاجز الكموني* .

ولكن بما ان طاقة الاثارة تتوزع على كافة الجسيمات النووية ، فإن نصيب الجسيم النووي الواحد ، او مجموعة مثل جسيم الفا ، من الطاقة يكون ، وسطيا ، غير كبير أي غير كاف لاجتياز الحاجز الكموني الا انه من الضروري مع ذلك ان نأخذ في الحسبان ان توزع الطاقة بين الجسيمات له طابع إحصائي وان طاقة بعضها (في لحظة معينة من الزمن) تزيد على القيمة الوسطية للطاقة ، في حين تنقص عنها لدى البعض الآخر . ولكي يستطيع الجسيم المشحون الانفلات يجب ان يتجمع لديه معظم طاقة الاثارة . ويزداد احتمال انبعث الجسيمات المشحونة كلما زادت طاقة إثارة النواة المركبة وصغر عدد جسيماتها . ففي حالة التفاعلات التي يثيرها نفوذ نترون الى النواة ، تنبعث الجسيمات المشحونة اذا كانت طاقة النترون كبيرة . أما اذا نفذ الى النواة نترون طاقته الحركية صغيرة فإن تفاعلا من النمط :



او



(*) يمكن للجسيم المشحون أن ينفذ عبر الحاجز الكموني ولو كانت طاقته أقل من ذلك .

ان احتمال هذه العملية [وهو $\exp \left(-\frac{4\pi}{h} \sqrt{2m} \int_{r_1}^{r_2} (U - E) dr \right)$] صغير جدا بمقارنته بالطرق الاخرى لانتقال النواة المثارة الى حالتها الطبيعية .

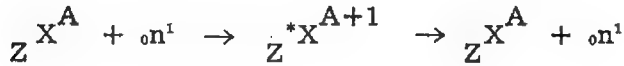
لا يحدث الا في حالة اخف النوى . اما في النوى الثقيلة فإن احتمال تجمع طاقة كبيرة (كافية لاجتياز حاجز الكمون) لدى الجسيم المشحون يكون صغيرا الى درجة ان كوانت γ ينطلق اولاً ثم يعقبه تفاعل الأسر .

ج) التفاعلات النووية التي يرافقها انبعاث النترونات

ان تبخر النترونات لا يتطلب طاقة كبيرة كالتي يتطلبها تبخر الجسيمات المشحونة إذ لا وجود للحاجز الكموني في حالة النترونات .

ففي النوى المتوسطة ، اذا كانت إثارتها غير شديدة ، يكون التحول الراجع الذي تعانيه النواة المركبة انبعاث كوانت γ والنترون .

فإذا كانت النواة المركبة قد تشكلت نتيجة أسر نترون ، فإن تركيبها يفسد ، بعد « تبخر » النترون ، كما كان لدى النواة الأصلية . وفي هذه الحالة لا يحدث ، في جوهر الأمر ، تفاعل نووي اذ تبقى النواة على حالها . الا ان النترونات المنبعثة من النترونات تختلف في طاقتها عن النترونات الأولية . كما ان منحى انطلاقها لا علاقة له البتة بمنحى حركة النترونات الأولية . ولهذا فإن العملية :

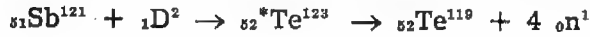


تسمى عادة **تبخر لامرنا للنترونات** .

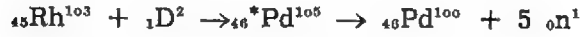
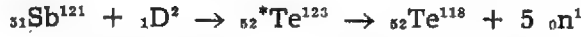
اما اذا كانت طاقة الجسيم النافذ الى النواة عظيمة ، فإن النواة تسخن الى درجة حرارة عالية بحيث يتبخر بضعة جسيمات .

فقد تبين عند قذف الفضة بجسيمات الفا انه لا تنبعث النترونات الا اذا تعدت طاقة جسيمات الفا 11 MeV . ومن الواضح ان جسيم α يتطلب هذه الطاقة كي يقهر قوى التدافع بينه وبين النواة الفضية وينفذ اليها . بيد انه اذا تعدت طاقته 15 MeV امكن انبعاث نترونين من النواة . اما اذا بلغت طاقته 23 MeV فينبعث ثلاثة نترونات .

وتلاحظ ظواهر مشابهة اذا كان الجسيم الوارد ديتونا . وفيما يلي مثالان على تحول النوى عند قذفها بديتونات طاقتها 20 - 40 MeV :



وقد كشفت تحولات حدثت نتيجة تبخر خمسة نوترونات من النواة المركبة وذلك عندما كانت طاقة الديتونات - القذائف 50 MeV :



وتستطيع الديتونات التي طاقتها 60 MeV تسخين النواة المركبة الى درجة تسمح بتبخر ستة نوترونات كما في المثال الآتي :



وقد أمكن ، لدى قذف نوى الإثمد بديتونات طاقتها 180 MeV ، كشف ظهور نظير البالاديوم ذي العدد الكتلي 101 . ان ظهور هذا النظير هو نتيجة « تبخر » جسيمات من النواة ، كتلتها تساوي 22 وشحنتها الاجمالية 6 . ومعظمها نوترونات .

ملاحظة : بالإضافة الى التفاعلات النووية « غير المباشرة » التي تتشكل فيها نواة مركبة ، هناك تفاعلات نووية لاتتشكل فيها نواة مركبة وتسمى **تفاعلات مباشرة** يميز منها :

١ - تفاعل النشل (او الالتقاط) ، وفيه يقتلع الجسيم من النواة ، بمجرد مروره بها ، أحد نكلوناتها .

٢ - تفاعل التجريد ، وهو ظاهرة تعاكس السابقة ، وتحدث اذا كان الجسيم الصادم للنواة مكونا من نكلونين او اكثر إذ تجرده النواة من احد نكلوناته .

٣ - ٤ - قوانين الانحفاظ في التفاعلات النووية .

١ - قانون انحفاظ الطاقة - طاقة التفاعل النووي .

ان كافة قوانين الانحفاظ المعروفة في الفيزياء الاتباعية (الكلاسيكية) محققة في التفاعلات النووية . ونظرا لكون القوى الفاعلة اكبر قوى الطبيعة ، ونعني القوى النووية ، فإن كميات الطاقة المتحررة في التفاعلات النووية كبيرة بحيث تسترعي النظر عند مقابلتها بالطاقة السكونية للجسيمات المتفاعلة . ولهذا يصاغ قانون انحفاظ الطاقة في التفاعلات النووية بأكثر الاشكال عمومية وهو : الطاقة الكلية للجسيمات (النوى) قبل التفاعل تساوي الطاقة الكلية للجسيمات (النوى) الناشئة بعد التفاعل .

لنكتب ميزان الطاقة للتفاعل ${}_Z^AX(a,b){}_Z^AY'$ آخذين في الحسبان ان الطاقة الكلية لأي جسيم تساوي مجموع طاقته السكونية والحركية .

لنستخدم الرموز الآتية :

$M \equiv M_n(Z,A)$ للكتلة السكونية للنواة ${}_Z^AX^A$ و E لطاقتها الحركية .
 m_a للكتلة السكونية للجسيم a و E_a لطاقته الحركية .
 $M' \equiv M_n(Z',A')$ للكتلة السكونية للنواة ${}_Z^AX'^A$ و E' لطاقتها الحركية .
 m_b للكتلة السكونية للجسيم b و E_b لطاقته الحركية .

فيكون :

$$(M + m_a) c^2 + E + E_a = (M' + m_b) c^2 + E' + E_b$$

أو

$$(M + m_a - M' - m_b) c^2 = E' + E_b - (E + E_a)$$

تغير الطاقة الحركية فرق الطاقة السكونية

أو

$$\Delta M c^2 = E' + E_b - (E + E_a)$$

يسمى التغير في الطاقة الحركية ، المساوي بالقيمة المطلقة تغير الطاقة السكونية،
طاقة التفاعل Q ويكون :

$$Q \equiv E' + E_b - (E + E_a) \quad (3-4)$$

$$Q = \Delta M . c^2 = [M_n (Z, A) + m_a - M_n (Z', A') - m_b] c^2$$

أو بدلالة الكتل الذرية عوضاً عن الكتل النووية :

$$\Delta M = M (Z, A) - M (Z', A') + m_a - m_b - (Z - Z') m_e \quad (3-5)$$

وإذا عبرنا عن كتل النكليدات بالوحدة u نجد :

$$Q = 931 . \Delta M \text{ (MeV)} \quad (3-6)$$

وبما أن النواة الهدف تكون عادة ساكنة (بالنسبة الى المخبر حيث يجري التفاعل) فإن $E = 0$ أي :

$$Q = E' + E_b - E_a \quad (3-7)$$

وإذا عبرنا عن كتل الجسيمات بوحدات الطاقة ، أو عن الطاقة بوحدات الكتل،
كتبنا :

$$Q = M + m_a - (M' + m_b) \quad (3-8)$$

يسمى التفاعل ناشراً للطاقة إذا كان $Q > 0$ أي إذا كان: $M + m_a > M' + m_b$
وهذا يعني أن جزءاً من الطاقة السكونية (الكتلة) للنواة الهدف والجسيم الوارد
يتحول الى طاقة حركية لنواتج التفاعل، وبالفعل من (3-7) نجد $E_a < E' + E_b$

اما اذا كان $Q < 0$ فيصاحب التفاعل امتصاص طاقة حرة ويسمى **ماصا للطاقة** . ويكون مجموع كتل ناتج التفاعل اكبر من الكتلتين المتفاعلتين . ومن الواضح ان هذا التفاعل لا يجري الا اذا استهلك مقدار من الطاقة الحركية للجسيم الوارد لزيادة كتل الجسيمات الناتجة . ولكي يحدث التفاعل الماص للطاقة يجب ان تكون E_a مساوية على الاقل « **طاقة عتبة التفاعل** » E_{th} وهي الطاقة الدنيا اللازمة لحدوث التفاعل وقيمتها كما سنرى (المعادلة 3-15) :

$$E_{th} = |Q| \frac{m_a + M}{M} \quad (3-9)$$

يمكن تجريبيا التأكد مباشرة من قانون انحفاظ الطاقة بشكله (3-8) فتقاس كتل كافة الجسيمات المشاركة في التفاعل بمطياف الكتلة . كما يمكن قياس طاقة التفاعل Q قياسا مستقلا من معرفة الطاقة الحركية E_a للجسيم الوارد وقياس الطاقين الحركيتين لناتج التفاعل (المعادلة 3-7) . فاذا عبرنا عن الكتل وطاقة التفاعل بنفس الوحدة يتبين لنا ان طاقة التفاعل النووي اكبر بكثير من الارتباب التجريبي في قياس المقدار $(M' + m_b) - (M + m_a)$. وهذا يعني انه في وسعنا ان نقابل القيمة المقاسة $(M' + m_b) - (M + m_a)$ بالقيمة المقاسة Q . وتدل التجربة بدقة عالية على صحة العلاقة (3-8) . وعلى هذا نستطيع ، باستخدام قانون انحفاظ الطاقة ، تعيين الكتل المجهولة وطاقات التفاعلات . وبالفعل اذا كنا نجهل كتلة أحد الجسيمات الاربعة المشاركة في التفاعل فإننا نستطيع ايجادها من كتل الجسيمات الثلاثة وقياس طاقة التفاعل . وان دقة هذه الطريقة ليست اقل من دقة تعيين الكتل بمطياف الكتلة . وتستخدم هذه الطريقة على نطاق واسع لقياس الكتل الذرية . وعلى الخصوص **قيست كتلة النيوترون** على أساس قانون انحفاظ الطاقة بالذات إذ يتعذر قياسها بمطياف الكتل نظرا لاعتمادها الكهربائي . اما اذا كنا نعلم كتل الجسيمات الاربعة ففي وسعنا حساب طاقة التفاعل مباشرة .

ان المعادلة (3-8) هي معادلة عامة ، ومع ذلك فلا يمكن التحقق منها تجريبيا إلا في حالة التفاعلات النووية . اما في حالة التفاعلات الكيميائية ، أي التحولات الجزيئية ، فإن القيم المطلقة لطاقات التفاعل Q ، معبرا عنها بوحدة الكتلة ، أصغر بكثير من الارتياحات في قياس الكتل الجزيئية ولو نفذ هذا القياس بأدق الطرائق .

ب - قانون انحفاظ الاندفاع - حساب طاقة عتبة التفاعل

الاندفاع الكلي للجسيمات قبل التفاعل يساوي الاندفاع الكلي للجسيمات

$$\rightarrow \rightarrow \rightarrow \rightarrow$$

الناجمة من التفاعل . فإذا كان p_1 ، p_2 ، p_3 ، p_4 أشعة الاندفاع لجسيمين قبل التفاعل وآخرين بعده ، كان لنا على أساس قانون انحفاظ الاندفاع :

$$\rightarrow \rightarrow \rightarrow \rightarrow$$

$$p_1 + p_2 = p_3 + p_4$$

(3-10)

$$\rightarrow$$

فإذا كانت النواة الهدف ساكنة كان $p_2 = 0$ و :

$$\rightarrow \rightarrow \rightarrow$$

$$p_1 = p_3 + p_4$$

(3-11)

يمكن قياس القيم المطلقة لاندفاعات الجسيمات **بالمطياف الفنتيسي** أو بقياس

طاقة الجسيمات لأن الطاقة والاندفاع مرتبطان مباشرة $E = \frac{p^2}{2m}$ (وفي حالة

السرع النسبوية $E = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4}$) وتقاس الزوايا بين أشعة الاندفاع

بدراسة التفاعل في **أجهزة تسجيل المسارات** أو باستخدام كواشف أخرى للجسيمات

توجّه بالنسبة الى الهدف ، حيث يجري التفاعل النووي ، بحيث تكشف في آن واحد

كلا الجسيمين الناتجين من التفاعل . وهكذا يمكن تجريبيا قياس كل شعاع قياسا

مستقلا والتحقق من العلاقتين (3-10) و (3-11) . وتؤكد النتائج التجريبية في

مجموعها صحة قانون انحفاظ الاندفاع سواء في التفاعلات (أو التحولات) النووية ، أو

في تبعثر الجسيمات .

نستفيد من قانون الحفظ الاندفاع في بيان إسهام الطاقة الحركية في « طاقة الإثارة » وفي حساب طاقة عتبة التفاعل الماص للطاقة . فكما ذكرنا تكون النواة الهدف ساكنة عادة ، والاندفاع الكلي للجملة جسيم - نواة هو اندفاع الجسيم فقط . وعلى أساس قانون الحفظ الاندفاع يكون اندفاع « النواة المركبة » التي أسرت الجسيم مساويا اندفاع الجسيم . وبما أن الطاقة مرتبطة دوما بالاندفاع فهذا يعني أن جزءا من E_a الطاقة الحركية للجسيم تحتفظ به النواة المركبة على هيئة طاقة حركية E_n . وينتقل الباقي $E^* = E_a - E_n$ إلى النواة المركبة ليسهم في طاقة إثارتها . فإذا رمزنا بـ $m_a v_a$ إلى اندفاع الجسيم و بـ M إلى كتلة النواة الهدف ، و بـ $(m_a + M)$ إلى كتلة النواة المركبة ، مهملين ازديادها نتيجة امتصاص الطاقة ، وجدنا :

$$m_a v_a = (m_a + M) v_n \quad (3-12)$$

حيث v_n سرعة النواة المركبة (وهي نفسها سرعة مركز عطالة الجسيم والنواة الهدف ، لأن الجسيم بعد امتصاصه لا يتحرك بالنسبة إلى النواة) . وعلى هذا فإن الطاقة الحركية للنواة المركبة هي :

$$E_n = \frac{1}{2} (m_a + M) v_n^2 = E_a \frac{m_a}{m_a + M} \quad (3-13)$$

وتحول الطاقة :

$$E^* = E_a - E_n = E_a \frac{M}{m_a + M} \quad (3-14)$$

إلى طاقة إثارة . والمألوف أن يكون $M \gg m_a$ أي $E^* \approx E_a$. إلا أنه من حيث المبدأ $E^* < E_a$ ، وعندما تكون كتلة النواة الهدف صغيرة يمكن لـ E^* أن تختلف عن E_a اختلافا كبيرا .

ان E^* هي الطاقة الحركية الكلية للجسيم والنواة الهدف في جملة الاحداثيات المرتبطة بمركز العطالة ولا يتحول الى طاقة اشارة للنواة المركبة سوى هذه الطاقة الحركية التي يمكن ان تنقلب الى طاقة سكونية (اي الى كتلة) . ولهذا السبب فإن طاقة العتبة في التفاعلات الماصة للطاقة تكون اكبر من طاقة التفاعل $|Q|$ ، إذ في هذه التفاعلات يجب ان تكون E^* مساوية لها $|Q|$ على الأقل :

$$E^* = |Q| = E_a \frac{M}{m_a + M}$$

ومنه :

$$E_a = |Q| \frac{m_a + M}{M} = E_{th} \quad (3-15)$$

وهذا ما ذكرناه سابقا (المعادلة (3-9) .

وفي الحالة الخاصة عندما لا يتحرك مركز العطالة بالنسبة الى المخبر ، اي عندما تنطبق جملة الاحداثيات المخبرية (المرتبطة بالمخبر) على جملة الاحداثيات المرتبطة بمركز العطالة ، وهذا ما يوافق حركة الجسيم والنواة كل باتجاه الآخر باندفاعين متساويين بالقيمة العددية ، يكون $E^* = E$ حيث E هنا مجموع الطاقين الحركيتين للجسيم والنواة . وتحول هنا الطاقة الحركية بكاملها الى طاقة إثارة للنواة المركبة وتكون طاقة العتبة للتفاعل الماص للطاقة مساوية $|Q|$ (اي $E_{th} = E = |Q|$) .
مثال : لنحسب طاقة العتبة في التفاعل $B^0(p, n)Be^0$. لدينا :

$$M(Be^0) = 9,0122 \text{ u} ,$$

$$M(B^0) = 9,0133 \text{ u} ,$$

$$M(H) = 1,0078 \text{ u} \quad m_p = 1,0073 \text{ u} , m_n = 1,0087 \text{ u} , m_e = 0,0005 \text{ u}$$

ومن (3-5) نجد :

$$\Delta M = 9,0122 + 1,0078 - (9,0133 + 1,0087) = -0,002 \text{ u}$$

$$Q = 931 \cdot \Delta M \approx -1,9 \text{ MeV} \quad \text{وعلى هذا تكون طاقة التفاعل :}$$

$$E_{th} = \frac{9 + 1}{9} \times 1,9 \approx 2,1 \text{ MeV} \quad \text{وطاقة العتبة للبروتون :}$$

ج - قانون انحفاظ عزم الاندفاع (الاندفاع الزاوي او العزم الحركي) .

يبقى الاندفاع الزاوي محفوظا في التفاعلات النووية . ولا تولد تصادمات الجسيمات إلا تلك النوى المركبة التي يكون اندفاعها الزاوي مساويا احدى القيم الممكنة للعزم الزاوي الذي نحصل عليه من جمع العزم الزاوي للجسيمات الى العزم الزاوي لحركتها النسبية . وكذلك فإن طرق تفكك النواة المركبة هي فقط تلك التي تسمح بانحفاظ الاندفاع الزاوي . ولم يشاهد تجريبيا أي شذوذ عن هذه القواعد .

د - قوانين انحفاظ أخرى

١ - تبقى الشحنة الكهربائية محفوظة في التفاعلات النووية : فالمجموع الجبري للشحنات قبل التفاعل يساوي المجموع الجبري للشحنات بعده .

٢ - وكذلك يبقى عدد النكولات محفوظة في التفاعلات النووية ، الأمر الذي يفسر ، في الحالة الأكثر شمولاً ، على أنه انحفاظ الشحنة الباريونية . (اذا كانت الطاقة الحركية للنكولين المتصادمين كبيرة جداً فمن الممكن حدوث تفاعلات مع إنتاج أزواج من النكولات . وبما أنه تنسب للنكول والنكول المضاد إشارتان متعاكستان للشحنة الباريونية فإن المجموع الجبري للشحنات الباريونية يبقى دائماً على حاله دون تغيير في أي عملية . انظر الفقرة ٤ - ٤) .

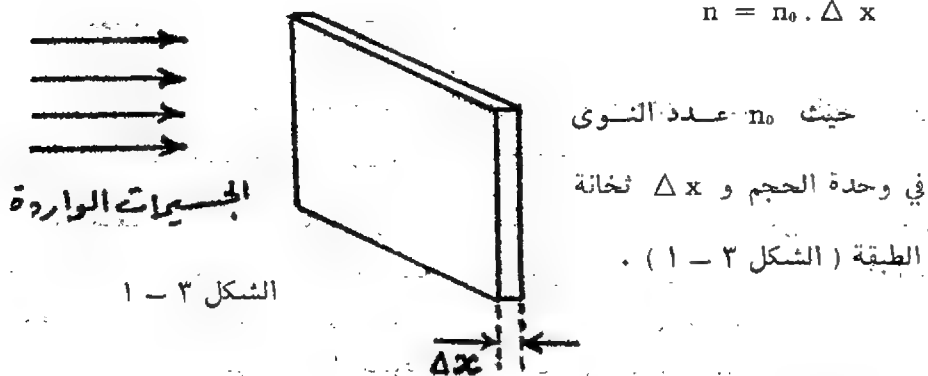
٣ - وفي التفاعلات النووية التي تحدث بتأثير القوى النووية او الكهروطيسية تنحفظ زوجية التابع الموجي الذي يصف حالة الجسيمات قبل التفاعل وبعده . أما زوجية التابع الموجي فلا تبقى محفوظة في التحولات الناجمة عن القوى الضعيفة . والخلاصة تضع قوانين الانحفاظ ، في مجملها ، حداً معيناً لإمكان بلوغ التفاعلات المتسلسلة فالتفاعل النافع من وجهة نظر الطاقة يبدو دائماً مستحيلاً اذا كان حدوثة يؤدي الى الإخلال بأحد قوانين الانحفاظ .

٣ - ٥ - مقطع التفاعل σ وعرض السوية Γ

من المؤلف التعبير عن احتمال مختلف العمليات النووية بواسطة مقطع ما σ . لنفترض ان سيل الجسيمات (نوترونات مثلاً) ذا الكثافة $\frac{N_0}{cm^2}$ يعبر طبقة

مادية ثخانتها هي بحيث أن الجزء الذي قاعدته سنتيمتر مربع واحد يحوي n نواة.
من الواضح أن :

$$n = n_0 \cdot \Delta x$$



لتفترض بعد ذلك أن N جسيما (من أصل N_0) عانت تفاعلا نوويا معينا .
يمثل المقدار :

$$P = \frac{N}{N_0}$$

احتمال أن يشير الجسيم المدروس التفاعل المذكور لذي اختراقه الطبقة Δx ويسمى P مردود التفاعل . وبما أن التفاعل مع نواة معينة يحدث مستقلا عن النوى الاخرى ، فإن المقدار P يجب أن يتناسب مع عدد النوى الموجودة في الطبقة المدروسة اي :

$$P = \frac{N}{N_0} = \sigma n \quad (3-16)$$

يمثل المقدار σ احتمال حدوث التفاعل مع النواة الواحدة . وبما أن n ابعاد مقلوب المساحة (عدد النوى المقابل لمساحة قدرها ١ سم² من الطبقة) و P مقدار عديم الأبعاد فإن σ ابعاد مساحة . أن المقدار σ المعروف بالعلاقة (3-16) والذي يصف احتمال التفاعل النووي المدروس ، يسمى **مقطع التفاعل** . ويكون σ قيمة معينة لمادة معينة ولكل تفاعل نووي معها . ووفقا للتفاعلات المدروسة سابقا يمكن التحدث عن :

– مقطع تفاعل الأسر σ_c

– مقطع تفاعل الانشطار σ_f

– مقطع عملية التبعثر σ_s ، الخ ...

ان مقاطع التفاعلات النووية غير كبيرة فهي من مرتبة 10^{-28} m^2 . ولهذا تقاس هذه المقاطع بوحدة خاصة هي البارن ويساوي 10^{-28} m^2 .

ولوصف احتمال العمليات التي تحدث للنواة المركبة في وحدة الزمن يستفاد من مفهوم « عرض السوية » الذي يرمز اليه عادة بالحرف Γ (راجع الفقرة ١ – ١٢) .
فكما ذكرنا تستطيع النواة المركبة المثارّة ان تتخلص من إثارتها عن طريق :

(١) إطلاق نوترون ، وليكن احتمال حدوث ذلك في غضون ثانية هو λ_n

(٢) إصدار كوانت γ ، وليكن احتمال ذلك λ_γ في غضون ثانية .

(٣) إطلاق بروتون ، وليكن احتمال ذلك λ_p في غضون ثانية .

(٤) إطلاق جسيم α ، وليكن احتمال ذلك λ_α في غضون ثانية .

ان احتمال خروج النواة في خلال ثانية من حالة اثارّة معينة يساوي **من الطرق المذكورة يساوي مجموع هذه الاحتمالات :**

$$\lambda = \lambda_n + \lambda_\gamma + \lambda_p + \lambda_\alpha$$

ثم إن احتمال حدوث الانتقال من حالة الى أخرى مرتبط بالعمر المتوسط τ بالعلاقة $\lambda = \frac{1}{\tau}$ ويقابل الزمن τ ، وفقا للميكانيك الكوانتي ، **الترتيب في طاقة الحالة المثارّة يساوي $\Delta E \equiv \Gamma$ بحيث يكون :**

$$\Delta E \cdot \tau = \hbar = \Gamma \tau \quad (3-17)$$

ان الترتيب Γ في طاقة الحالة المثارّة هو ما يسمى **عرض السوية** ، وهو يرتبط مباشرة باحتمال الانتقال ويتناسب معه :

$$\Gamma = \frac{\bar{h}}{\tau} = \bar{h} \lambda = \bar{h} (\lambda_n + \lambda + \lambda_p + \lambda_\alpha) = \Gamma_n + \Gamma_\gamma + \Gamma_p + \Gamma_\alpha$$

(3-18)

يسمى المقدار Γ «العرض الكلي» للسوية ، أما المقادير Γ_α ، Γ_p ، Γ_γ ، Γ_n فيسمى كل منها «العرض الجزئي» . وعلى هذا يمثل Γ_b العرض الجزئي للسوية وذلك في حالة خروج الجسيم b من النواة المركبة .

بناء على ما سبق ، اذا كان لدينا N_0 نواة في حالة مثارة في اللحظة $t = 0$ فإنها ستتخلص من إثارتها حسب القانون الزمني الآتي :

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 e^{-\frac{\Gamma}{h} t} \quad (3-19)$$

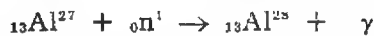
٣ - ٦ - التفاعلات النووية التي تحدثها النيوترونات

أن دور هذه التفاعلات هو الأكثر أهمية . فمهما تكن طاقة النيوترونات صغيرة فإنها تنفذ إلى النوى الذرية . ولهذا فإن النيوترونات فعالة جدا في إحداث التفاعلات النووية . وزيادة على ذلك في وسعنا القول إن أي نوترون سينفذ حتما ، عاجلا أو آجلا ، إلى نواة ما مسببا تفاعلا نوويا . فإذا نفذ النوترون إلى نوى النظائر الخفيفة يحدث ، على الأغلب ، تفاعلات يصاحبها انبعاث جسيمات مشحونة :



(١) هذا إذا كان النوترون يتحرك في وسط مادي . أما إذا كان النوترون في الخلاء فإنه يستمر في الحركة إلى أن يحدث تفككه الإشعاعي .

ويزداد احتمال حدوث هذه التفاعلات بازدياد طاقة النيوترونات . كما تجري :
الى جانب ذلك ، تفاعلات ااسر النيوترون :



وجدير بالملاحظة انه نتيجة التفاعلات الجارية بتأثير النيوترونات تتشكل نوى
نظائر مشعة . فالنوى (Al^{28} ، F^{20} ، Na^{24}) . المشكلة نتيجة التفاعلات في الأمثلة
السابقة ، نشيطة إشعاعيا . ويستفاد من التفاعلات النيوترونية ، على نطاق واسع ،
للحصول على النظائر المشعة المختلفة . ويتفكك النظير المشع ، المتشكل نتيجة نفوذ
نيوترون في النواة ، مطلقا جسيمات β^- عادة . وهذا مفهوم لأن لدى النوى المشكلة
فائضا نيترونيا فتعاني ، كما نعلم ، التفكك β^- .

أما في النوى المتوسطة فهناك تنافس بين تفاعل الاشر وعملية التبعر اللامر
للنيوترون التي تجري وفق المخطط الآتي :



وعلى الرغم من أن هذه العملية تسمى تبعر النيوترونات إلا ان الحقيقة هي ان
النيوترون المنطلق من النواة هو غير النيوترون الذي نفذ إليها . إذ ينبعث من النواة المركبة
المثارة نيوترون ما ذو طاقة تختلف ، عادة ، عن طاقة النيوترون الذي نفذ إليها . ولهذا
تكون النواة ، بعد انطلاق النيوترون منها ، في حالة مثارة (أشير إليها بنجمة صغيرة) .
ويصاحب عودة النواة الى حالتها الأساسية (الطبيعية) صدور كوانت γ .

وبما ان النيوترون لا يعاني تأثير القوى الكولونية فنستطيع افتراض ان مقطع
التفاعلات النيوترونية هو المقطع الهندسي للنواة المساوي πR^2 حيث R نصف قطر
النواة ، لأن اي نيوترون يقترب من النواة يجب أن تجرّه اليها القوى النووية .
وبعبارة أخرى يجب أن تكون النواة بالنسبة الى النيوترونات مثل الجسم الاسود
بالنسبة الى الأشعة الضوئية . ولولا أن للنيوترون خصائص موجية لحدث الأمر على

هذه الشاكلة . بيد ان النترونات ، في الحقيقة ، مثل الالكترونات والبروتونات ، ذات خصائص موجية .

ويتعين طول موجة النترون λ من علاقة دوبروي :

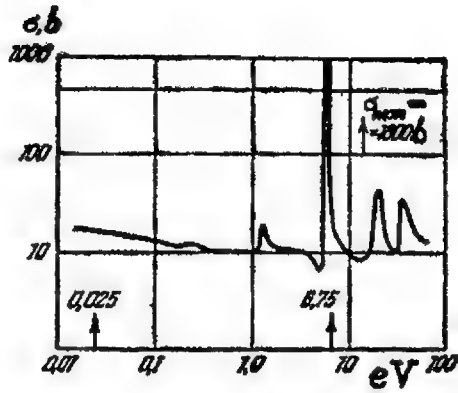
$$\lambda = \frac{h}{m v} = \frac{h}{p} , \quad \bar{\lambda} = \frac{h}{m v}$$

حيث h ثابت بلانك و $p = m v$ اندفاع الجسيم . وبما ان النترون ليس كرية او نقطة مادية فإن تفاعله مع النوى لا تحدده الأبعاد الهندسية للنواة بل طول موجته . ولهذا فإن مقطع النواة ، فيما يخص التفاعلات النووية ، هو من مرتبة $\pi \lambda^2$ وليس πR^2 . وبما ان الخصائص الموجية هي التي تحدد نفوذ النترون الى النواة فإنه تحدث ، عند هذا النفوذ ، ظواهر **تجاوبية** تتجلى في ان نترونات ذات طول موجي معين ، وبالتالي ذات طاقة معينة ، تشكل النواة المركبة بفمالية اكبر . ان الظواهر التجاوبية هي نتيجة كون النوى ، مثل الذرات ، جملا كوانتية يمكن ان توجد في حالات طاقة معينة $E_1^i , E_2^i , \dots , E_k^i$. فإذا كانت نتيجة وقوع النترون في النواة هي ان الطاقة الكلية للجملة تصبح مساوية احدى هذه القيم E_s^i فإن النواة المركبة يمكن ان تتشكل . وعلى هذا يكون احتمال تشكل النواة المركبة عظيما جدا اذا تحقق الشرط :

$$E_s + m_n c^2 + M c^2 = E_s^i$$

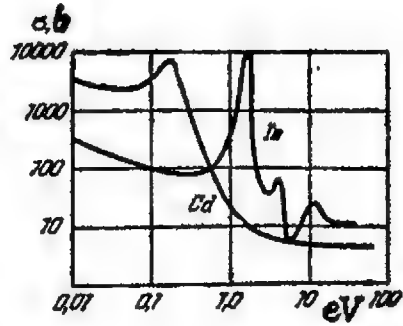
حيث E_s الطاقة الحركية للنترون التي تحقق هذه المساواة ، m_n كتلته ، M كتلة النواة التي يقع فيها (ينفذ اليها) النترون ، E_s^i إحدى الحالات الطاقةية الممكنة للنواة المركبة . إما إذا كان : $E > E_s = E_s^i - M c^2 - m_n c^2$ فإن تشكل النواة المركبة يغدو صغير الاحتمال . ولكي تتشكل ، على الجملة أن تشع فائض الطاقة $E - E_s$.

يبين الشكل (٢-٣) نتائج القياسات التجريبية فيما يخص تبعية مقطع تفاعل أسر نوى الأورانيوم ٢٣٨ للنترونات لطاقة هذه النترونات. ونرى ان لمقطع هذا التفاعل ذروة حادة عندما تساوي طاقة النترونات ٦,٧٥ eV أي ان هذه النترونات تنفذ بفعالية استثنائية في نوى U^{238} .



الشكل ٢ - ٣

أما الشكل (٣-٣) فيظهر علاقة مقطع تفاعل أسر النترونات بطاقتها وذلك في نوى Cd و In. يوضح الشكلان (٢-٣) و (٣-٣) ان احتمال التفاعل النووي يعبر عنه بتابع شديد التعقيد يتوقف على خصائص النواة المركبة. وتستطيع النظرية الموجية (الكوانتية) إيجاد شكل هذه التبعية . فإذا كانت المسافة بين سويات الطاقة المتجاورة، في النواة المركبة المتشكلة، كبيرة كبرا كافيا فإن مقطع التفاعل النووي :



الشكل ٣ - ٣

$$X + a \rightarrow Y + b$$

(3-20)

يعبر عنه بالصيغة الآتية :

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_s)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (3-21)$$

حيث تشير λ ، E ، E_s الى المقادير المبينة سابقا . أما Γ_a و Γ_b فهما العرضان الجزئيان و Γ العرض الكلي للسوية .

تبين العلاقة (21-3) انه اذا كان $E = E_g$ فإن قيمة σ_{ab} تكون عظمى (نفوذ تجاوبي) وعندما تنقص طاقة النترون يزداد طول موجته فيزداد σ_{ab} ولهذا فإن النترونات البطيئة هي الاكثر فعالية في تحقيق التفاعلات النووية . وعلينا أن نذكر انه باستثناء اخف النوى ، لا تستطيع النواة المركبة ، المتشكلة نتيجة أسر النترون ، إصدار جسيمات مشحونة فيكون $\Gamma_p = \Gamma_d \cong 0$. اما الجسيم المنبعث في هذه الحالة فيمكن ان يكون نترون أو كوانتا γ .

وبما ان النترونات البطيئة اشد فعالية في النفوذ الى النوى من النترونات السريعة فإنه كثيرا ما يلجأ الى تهدئة النترونات لزيادة فعاليتها . ويجري كبح النترونات بجعلها تتصادم تصادما مرنا مع الذرات فتكسيها جزءا من طاقتها الحركية واندفاعها . وتتعين الطاقة المنتقلة في تصادم مرن من نسبة كتلي الجسيمين المتصادمين . فيكون كبح النترونات شديدا إذا تصادمت مع ذرات خفيفة . ولهذا اذا تحركت النترونات في وسط مكون من ذرات خفيفة فإن النترونات ، التي تنجو من الوقوع في أسر نوى هذا الوسط ، تفقد طاقتها نتيجة التصادمات المرنة . وتستمر عملية تهدئة النترونات الى ان تغدو طاقتها الحركية من مرتبة طاقة « الحركة الحرارية » . ان هذه النترونات « الحرارية » فعالة جدا في تفاعلات الأسر الإشعاعي وانقسام النوى .

٣ - ٧ - انشطار النوى

انشطار النواة هو انقسامها الى قسمين أو أكثر . والحالة الخاصة الأكثر حدونا هي انشطارها الى شطرين . تسمى الأجزاء الناجمة عن الانشطار فلتقا (جمع فلتقة) أو شظايا . وتكون كثافة المادة النووية ، وكذا كثافة الشحنة الكهربائية ، في النواة الاصلية والفلق هي نفسها . وتكون الطاقة الحركية للشظايا عظيمة إذ تمكن الشظايا من النفوذ عبر طبقات مادية ثخانتها بضعة أعشار المليمتر .

تمر النواة ، عند انشطارها ، بعدة مراحل يصورها الشكل (٣ - ٤) . وهي تنشطر فيما إذا كان أقل حيود لها عن الشكل الكروي يتزايد نتيجة رجحان قوى



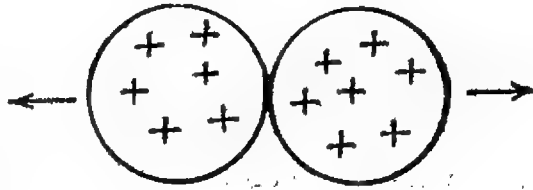
الشكل ٣ - ٤

التدافع على قوى التجاذب .

لنوجد شرط انشطار النوى . ليكن fA العدد الكتلي للشظية الاولى و $A(1-f)$ العدد الكتلي للشظية الثانية ، حيث f عدد كسري أصغر من الواحد . وفي الحالة الخاصة التي تشطر فيها النواة الى شطرين متساويين (وهذا ما يدعى الانشطار المتناظر) يكون $f = \frac{1}{2}$. وبما ان النكلونات موزعة في النواة بانتظام فلنا ان نعتبر شحنة النواة موزعة بين الفلقتين مثل الكتلة اي ان شحنة الشظية الاولى fZe وشحنة الثانية $(1-f)Ze$. وتوزع طاقة النواة الاصلية عند انقسامها بين الشظيتين وبالتالي :

$$M - m_1 - m_2 - E_f = 0 \quad (3-22)$$

حيث M كتلة (طاقة) النواة الابتدائية ، m_1 و m_2 كتلتا الشظيتين ، E_f الطاقة الحركية للشظيتين مقدرة بوحدة u . لنلاحظ ان E_f لا يمكن ان تقل عن مقدار معين . وبالفعل لنفترض ان النواة انشطرت الى شطرين . معنى هذا ان جزاي النواة قد تباعدا الى مسافة تتعدى نصف قطر تأثير القوى النووية .



الشكل ٣ - ٥

لنفترض ان الطاقة الحركية للشظيتين تساوي الصفر في هذه اللحظة . وبما انهما مشحونتان فسوف تتدافعا بتأثير قوة كولون وتكتسبان في اثناء تباعدهما الطاقة الحركية E_f^0 . وتمثل القيمة الصغرى للطاقة الحركية للشظيتين لانهما ستكتسبان هذه الطاقة حتما على حساب قوة كولون التدافعية . اما اذا كان للشظيتين ، في لحظة الانشطار ، طاقة حركية E_f فإن طاقتهم تصبح ، بعد ان تباعدا مسافة كبيرة :

$$E_f = E'_f + E^{\circ}_f \quad (3-23)$$

لنحسب قيمة E°_f . لنفترض للتبسيط ان الانشطار يحدث بحيث يتشكل من النواة الاصلية الكروية نواتان كرويتان (الشكل ٣ - ٥) . إن العمل المنجز على إبعاد هاتين النواتين هو بالضبط E°_f . وعلى هذا نجد :

$$E^{\circ}_f = k \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_1 + r_2} \quad (3-24)$$

حيث $Z_1 e$ ، $Z_2 e$ شحنتا النواتين الشظيتين و r_1 ، r_2 نصف قطرهما . ولكن بما أن كثافة الشظيتين مثل كثافة النواة الاصلية فإننا على أساس (19 - 1) . نكتب : $r_1 = r_0 f^{1/3} A^{1/3}$ و $r_2 = r_0 (1-f)^{1/3} A^{1/3}$. ثم بالاستفادة من (25 - 1) نجد الطاقة الحركية للشظيتين :

$$F^{\circ}_f = \frac{k Z^2 f (1-f) e^2}{r_0 A^{1/3} [f^{1/3} + (1-f)^{1/3}]} = \frac{5}{3} a_4 \frac{f (1-f)}{f^{1/3} + (1-f)^{1/3}} \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (3-25)$$

$$. a_4 = \frac{3}{5} k \frac{e^2}{r_0} \quad , \text{ حيث ، كما نعلم ،}$$

إن الطاقة الكلية للشظيتين المتشكلتين عند الانشطار هي ناتج جمع الطاقة المرتبطة بكتلتيهما m_1 ، m_2 وطاقتهما الحركية . وبلاستفادة من الصيغة نصف التجريبية لطاقة النواة (27 - 1) نستطيع إيجاد عبارة الطاقة الدنيا للشظيتين :

$$m_1 + m_2 + E^{\circ}_f = f m_n A - f Z (m_n - m_p) - a_1 f A + a_2 f^{2/3} A^{2/3} + \\ + a_3 \frac{(A - 2Z)^2}{A} f + a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} f^{5/3} +$$

$$\begin{aligned}
& + (1-f) m_n A - (1-f) Z (m_n - m_p) - a_1 (1-f) A + \\
& + a_2 (1-f)^{2/3} A^{2/3} + a_3 \frac{(A-2Z)^2}{A} (1-f) + \\
& + a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} (1-f)^{5/3} + \frac{5}{3} a_4 \frac{f(1-f)}{f^{1/3} + (1-f)^{1/3}} \frac{Z^2}{A^{1/3}}
\end{aligned} \quad (3-26)$$

أما طاقة النواة الأصلية فتساوي ، معبرا عنها بوحدة u :

$$\begin{aligned}
M = m_n A - Z (m_n - m_p) - a_1 A + a_2 A^{2/3} + a_3 \frac{(A-2Z)^2}{A} + \\
+ a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (3-27)
\end{aligned}$$

وقد غرضنا النظر ، في (3-26) و (3-27) عن الحد a_4 لصغره في النوى الثقيلة .

تنشطر النواة إذا تحقق الشرط :

$$M - m_1 - m_2 - E_f^0 \geq 0 \quad (3-28)$$

الذي نكتبه بعد الاستفادة من (3-26) و (3-27) بالشكل :

$$\begin{aligned}
a_2 A^{2/3} [1 - f^{2/3} - (1-f)^{2/3}] + a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} [1 - f^{5/3} - (1-f)^{5/3} - \\
\frac{5}{3} \frac{f(1-f)}{f^{1/3} + (1-f)^{1/3}}] \geq 0 \quad (3-29)
\end{aligned}$$

وفي الحالة الخاصة عندما $f = \frac{1}{2}$ يصبح الشرط (3-29) كما يلي :

$$0,26 a_2 A^{2/3} \leq a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \cdot 0,108 \quad (3-30)$$

تبين العلاقة (3-30) ان انشطار النوى يتعين من النسبة بين الطاقة الكولونية $\epsilon_2 = a_2 A^{2/3}$ والطاقة السطحية للنواة $\epsilon_4 = a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}}$ ومن (3-30) نجد ان الانشطار يحدث عندما :

$$\frac{\epsilon_4}{\epsilon_2} = a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \cdot \frac{1}{a_2 A^{2/3}} = \frac{a_4}{a_2} \frac{Z^2}{A} = 2,4 \quad (3-31)$$

تعطي العلاقة الاخيرة قيمة اكبر الى حد ما من القيمة اللازمة للانشطار ، والسبب هو أننا افترضنا ان الانشطار يحدث عندما تأخذ النواة ، التي تعاني الانشطار ، الشكل المبين على الرسم (٣ - ٥) . إلا ان حسابا اكثر دقة يبين ان النواة تنشط ، بمجرد حيودها عن الشكل الكروي ، اذا تحقق الشرط :

$$\epsilon_4 : \epsilon_2 \geq 2 \quad (3-32)$$

ومن (3-32) و (1-30) ينتج ان القيمة الحدية

$$\left(\frac{Z^2}{A} \right)_{\lim} = 2 \frac{a_2}{a_4} = 45 \quad (3-33)$$

وهكذا فإن اي نواة تحقق المتراجحة $\frac{Z^2}{A} > \left(\frac{Z^2}{A} \right)_{\lim} = 45$ لا يمكن أن تكون مستقرة وهي تتفكك عن طريق الانشطار . ويحدث انشطار مثل هذه النواة في غضون الزمن المميز للتفاعلات النووية اي ، عمليا ، في لمح البصر (او فورا) . يسمى انشطار كهذا **فوريا** . ان نوى العناصر التي تشغل آخر جدول مندلييف تحقق النسبة $\frac{Z}{A} \cong 0,39$. وعلى هذا نجد من (3-33) :

$$Z = 45 \frac{A}{Z} = 115$$

أي أن النوى التي شحنتها تساوي أو تتعدى 115 e تعاني انشطارا فوريا . فإذا تشكلت هذه النوى انشطرت من فورها لأن لديها طاقة تجاوز طاقة الحاجز الكموني E_f^0 . بيد أن الانشطار يمكن أن يحدث للنوى التي يكون $\frac{Z^2}{A}$ فيها أصغر من 45 والتي لديها طاقة تقل عن الحاجز الكموني الانشطاري . فقد رأينا ، على مثال التفكك α ، أن النفوذ عبر الحاجز الكموني ممكن ولو كانت طاقة الجسيم ، أو مجموعة الجسيمات النووية (كالجسيم α) أصغر من قيمة الحاجز الكموني (« الأثر النفقي ») . ويحدث هذا النفوذ (العبور) باحتمال صغير ، ويزداد صفوه كلما كبر الفرق بين قيمة الحاجز الكموني وطاقة الشظيتين . وفي هذه الحالة يجري انشطار النوى على غرار التفكك α ويكون ، بالتالي ، شكلا من أشكال النشاط الإشعاعي . ومن المألوف تسمية انشطار كهذا **الانشطار الطوعي** (التلقائي) .

ينشطر الأورانيوم ٢٣٥ طوعا باحتمال صغير جدا : فدور انشطاره $10^{13} - 10^{12}$ سنة . أما الانشطار الطوعي لنوى الأورانيوم ٢٣٨ فهو أندر : دور انشطاره $\sim 10^{17}$ سنة !

٢ - ٨ - انشطار النوى القسري

لا يحدث الانشطار الفوري إذا كان $\frac{Z^2}{A} < 45$. ولكن إذا قدّم للنواة التي فيها $\frac{Z^2}{A} < 45$ طاقة إضافية ΔE كافية انشطرت النواة فورا . إن الطاقة ΔE اللازمة لإحداث الانشطار الفوري تساوي (بالاستفادة من (29 - 3) :

$$\Delta E = a_2 A^{2/3} [(1-f)^{2/3} + f^{2/3} - 1] - \frac{a_4 Z^2}{A^{1/3}} [1 - f^{2/3} - (1-f)^{2/3} - \frac{5}{3} \frac{5 f (1-f)}{f^{1/3} + (1-f)^{1/3}}] \quad (3-34)$$

يمكن إكساب النواة الطاقة ΔE بطرق مختلفة . فبتعريض النواة لكوانتات γ ذات طاقة عالية إلى حد كاف تمتص النواة كوانت γ وتنتقل إلى حالة مثارة تستطيع فيها الانشطار . ولكن هل تنشطر نواة معينة أم تنتقل من حالتها المثارة بأحد الطريقتين الممكنين : إطلاق كوانت γ ، أو نثرون ؟ يتوقف هذا الأمر على المصادفة . ووفقا لاحتمالات هذه العمليات Γ_f (لانشطار) ، Γ_γ ، Γ_n فإن جزءاً من النوى ينشطر وهو $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n + \Gamma_\gamma}$. تسمى عملية انشطار النوى بتأثير كوانتات γ «الانشطار بالفوتونات» .

ولانشطار النوى بتأثير النترونات دور خاص . فعندما ينفذ النترون إلى النواة يكسبها طاقة تساوي مجموع طاقته الحركية وطاقة ارتباطه في النواة المركبة المشكلة . وتساوي طاقة ارتباط النترون في النوى الثقيلة 7,5 MeV وسطياً فتكون النواة المركبة ، المشكلة نتيجة أسر النترون ، في حالة شديدة الإثارة وهذا ما يجعل انشطار النواة المركبة ممكناً .

وتكون طاقة ارتباط النترون في بعض النوى كافية لإثارة الانشطار . فتنشطر هذه النوى ولو كانت النترونات النافذة إليها حرارية . ونذكر منها ^{235}U ، ^{239}Pu ، ^{233}U (تنشطر وضوحاً النوى المثارة ^{236}U ، ^{240}Pu ، ^{238}U) . هذا وإن درجة

(1) يتشكل ^{239}Pu عندما يعمل المفاعل النووي .

إثارة النواة المركبة U^{238} ، التي تتشكل عندما يأسر النظير الأساسي U^{238} نوترونا حراريا ، غير كافية للانشطار) . ولكي تنشطر النواة U^{238} يجب أن تمتص النواة U^{238} نوترونا طاقته الحركية تتعدى 1,1 MeV .

وكما ذكرنا تستطيع النواة المركبة لا أن تنشطر فقط بل وأن تطلق كوانتا γ أو نوترونا (« تبعثر » النوترونات) . ويبين الجدول (٣ - ١) احتمال حدوث هذه العمليات (بتعبير أدق مقاطع هذه التفاعلات مقدرة بالبارن) في حالة بعض المواد لدى تعريضها للنوترونات الحرارية .

المادة	σ_f	σ_γ	σ_s
U^{235}	549	101	8,2
U^{238}	0	2,80	8,2
Pu^{239}	664	361
اورانيوم طبيعي	3,92	3,5	8,2

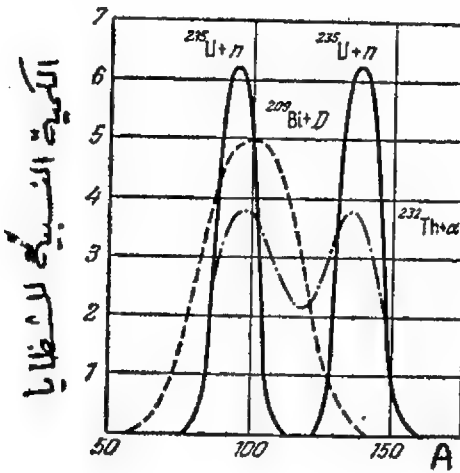
الجدول ٣ - ١

(١) بما أن النواة U^{235} فردية - زوجية و U^{238} زوجية - زوجية ، فإن نصيب النكلون الواحد في نواة U^{235} وسطيا اكبر من نصيبه في نواة U^{238} (راجع 1-26) . ويجلب النوترون الحراري لكل من النواتين نفس القدر من الطاقة . إلا أن النواة U^{238} المتشكلة هي زوجية - زوجية في حين أن النواة U^{239} فردية - زوجية ، وبالتالي فإن نصيب النكلون الواحد في النواة المتشكلة U^{239} اصغر من نصيبه في U^{238} . وهكذا نرى أن طاقة النكلونات في النواة الأصلية U^{238} نسبيا اكبر منها في U^{239} . بينما في النواة النهائية U^{239} طاقة النكلونات نسبيا اصغر منها في U^{238} . ولهذا تكون النواة U^{239} المتكونة نتيجة نفوذ النوترونات الحرارية ، اقل إثارة من النواة المركبة U^{238} .

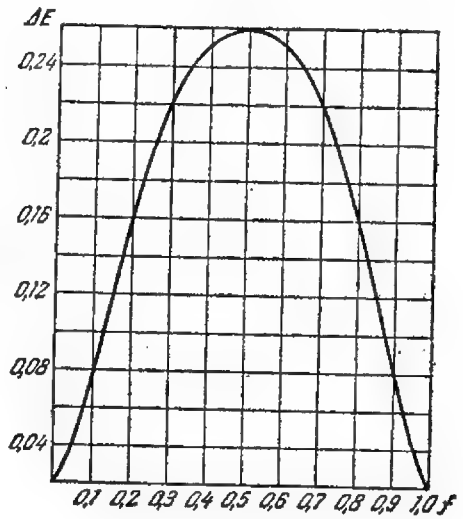
يتضح من الجدول ان الانشطار عقب أسر نوترون حراري هو الراجح والسائد في حالة U^{235} و Pu^{239} . اما الاورانيوم الطبيعي الذي لا يحتوي سوى ٠,٧٪ من U^{235} فإن النوترونات تحدث فيه من الانشطار ، وسطيا ، بمقدار ما يحدث من أسر إشعاعي ، وأقل مما يحدث من تبعثرها اللامرن .

٣ - ٩ - شظايا الانشطار

تتوقف الطاقة المتحررة عند الانشطار على كيفية حدوثه . ويبين الشكل (٣-٦) علاقة هذه الطاقة بقيمة المقدار f وذلك في حالة الاورانيوم ٢٣٨ . ونرى أن الطاقة العظمى تقابل القيمة $f = \frac{1}{2}$. ومن الواضح انه عندما تكون طاقة الاثارة كافية يكون الانشطار ممكنا ولو اختلف f عن $\frac{1}{2}$. ولهذا تلاحظ عند الانشطار شظايا متنوعة تتباين في كتلها تبانيا كبيرا . ويتوقف احتمال هذا الانشطار أو ذاك ليس فقط على



الشكل ٣ - ٧



الشكل ٣ - ٦

درجة إثارة النواة بل وعلى بنيتها . ولهذا فإن الانشطار المتناظر (الى كتلتين متساويتين) لا يكون دائما هو الأكثر احتمالا . والعلاقة بين احتمال الانشطار المتناظر واللامتناظر ليست نفسها لمختلف النوى .

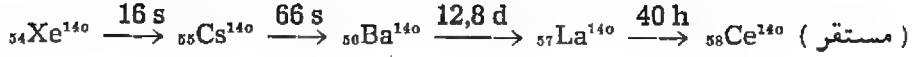
تبين منحنيات الشكل (٣ - ٧) الوفرة النسبية للشظايا ذات الكتل المختلفة . ونرى أن في Bi^{209} ، الذي تنشطر نواه بتأثير الديتونات ذات الطاقة 200 MeV ، يحدث في الأغلب انشطار متناظر بينما غالبا ما تنشطر نوى U^{238} انشطارا لا متناظرا . وأكثر ما يصادف بين شظايا U^{238} تلك التي يقترب عددها الكتلي من ١٠٠ ومن ١٤٠ . ومن النادر جدا أن تنشطر النواة المركبة U^{238} ، المكونة نتيجة اسر نترون حراري ، انشطارا متناظرا . ولكن هذه النواة U^{238} المركبة نفسها يفدو انشطارها المتناظر أكثر حدوثا إذا تكونت من نفوذ جسيم α ذي الطاقة الحركية 38 MeV في نواة Th^{232} .

إن الشظايا المتكونة عند الانشطار نشيطة إشعاعيا (مشعة) . وهذا أمر سهل الفهم . وبالفعل فإن النسبة $\frac{N}{Z}$ (عدد النترونات الى عدد البروتونات) في الأورانيوم تساوي ١٥٦ . وهذه النسبة نفسها يجب أن تكون في الشظايا لحظة تكونها . وبينما في النوى المستقرة ذات العدد الكتلي ١٠٠ - ١٤٠ تساوي النسبة $\frac{N}{Z}$ ١٣ - ١٣٨ . أي أن الشظايا تحتوي عددا فائضا من النترونات . ونحن نعلم أن النوى التي فيها $(\frac{N}{S})_s > \frac{N}{Z}$ مشعة ، وتعاني تحولا β^- أي تفكك مصدرة الكترونات . ولكن فائض النترونات كبير الى درجة أن تفككا β^- واحدا لا يكفي كي تنقلب الشظية الى نواة مستقرة . ولهذا تعاني الشظايا سلسلة من التحولات النووية .

لنورد على ذلك مثالا . غالبا ما تتكون الشظية $^{140}_{54}Xe$ عند انشطار U^{238} . وتتراوح الأعداد الكتلية لنظائر الكزنيون المستقرة بين ١٢٤ و ١٣٦ . ولهذا تحمل هذه الشظية أربعة نترونات زائدة على الأقل تجعل Xe^{140} مشعا :



إن دور تفكك الكزنيون هو ١٦ ثانية . ونواة $^{140}_{55}Cs$ المتكونة من تفكك Xe^{140} هي نفسها مشعة لأن العدد الكتلي لنظير السيزيوم المستقر الوحيد هو ١٣٣ . ونواة $^{140}_{55}Ce$ فقط هي التي تحوي ١٤٠ نكلونا . ولهذا تستمر نواتج تفكك Xe^{140} في التحول الإشعاعي الى أن تتكون نواة السريوم Ce المستقرة :



تعطي الأرقام المكتوبة فوق الأسهم دور التحول .

٣ - ١٠ - النترونات الثانوية

إن نشوء فائض نتروني كبير نتيجة الانشطار يضطرننا إلى افتراض ظهور نترونات حرة لدى الانشطار . وبالفعل دلت التحريات الخاصة على تحرر بعض النترونات الفائضة في لحظة الانشطار . ومن الشائع تسمية النترونات التي تكون عند الانشطار مباشرة ، النترونات الثانوية . وتختلف كمية هذه النترونات باختلاف حادثة الانشطار . إلا أن المقدار الذي له أهمية كبيرة ، والذي يرمز إليه عادة بالحرف ν ، هو العدد الوسطي للنترونات الثانوية المقابل لانشطار واحد .

المادة	عدد النترونات الثانوية
U^{235}	$2,5 \pm 0,1$
Pu^{239}	$3,0 \pm 0,1$

ويبين الجدول (٣ - ٢) قيمة ν في حالة الأورانيوم ٢٣٥ والبلوتونيوم ٢٣٩ المنشطين بتأثير النترونات الحرارية .

الجدول ٣ - ٢

٣ - ١١ - النترونات المتأخرة

ذكرنا أنه يصدر لدى الانشطار ν نترونا ثانويا . بيد أن البحوث بينت أن قسما من النترونات يتحرر بعد الانشطار بقليل ولهذا تسمى « النترونات المتأخرة » . وكمية هذه النترونات ، بالمقارنة بكمية النترونات الثانوية ، صغيرة ومع ذلك فهي تقوم بدور بارز في عمل المفاعلات النووية إذ تسهل إلى حد كبير « إقلاعها » (بدء تشغيلها) والتحكم بها . والنترونات المتأخرة غير متجانسة وتختلف في أعمارها . ويبين الجدول (٣ - ٣) العمر الوسطي τ_i لمختلف فئات النترونات المتأخرة وكميتها النسبية η_i

الكمية النسبية η_i للنوترونات المتأخرة ، %	العمر الوسطي τ_i ، بالثانية
0,029	0,07
0,085	0,62
0,24	2,19
0,21	6,51
0,17	31,7
0,026	80,2

الشكل ٣ - ٣

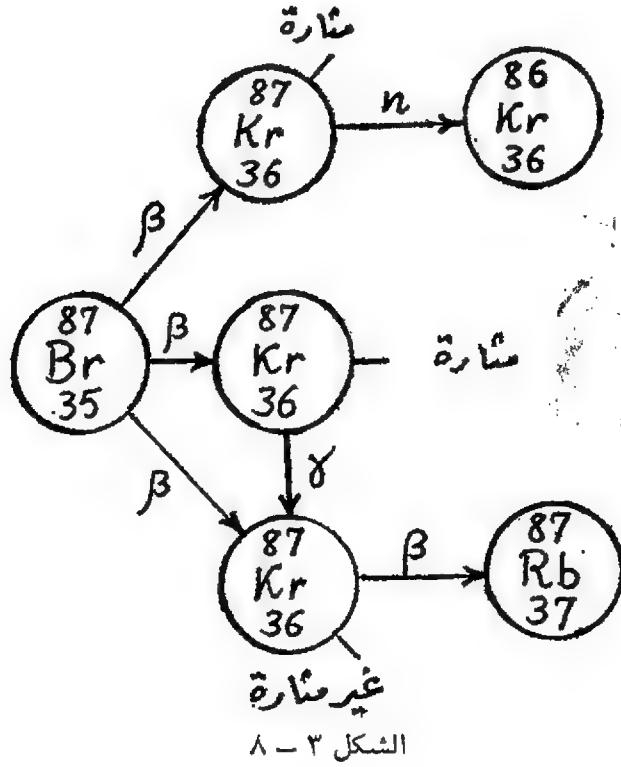
(بالأجزاء المئوية المحسوبة بالنسبة الى الكمية الكلية للنوترونات الثانوية) .

ان مختلف فئات النوترونات المتأخرة تشكل ٧٦.٠٪ من كمية النوترونات الثانوية. أما سبب نشوء النوترونات المتأخرة فهو أنه ، خلال التحولات الاشعاعية للشظايا، تتكون نوى فيها فائض طاقي كاف لـ « تبخير » النوترونات . وبما ان هذه النوى تتشكل في اثناء التحول الاشعاعي فإننا نلاحظ النوترونات في غضون بعض الوقت بعد انشطار النواة وتكوّن الشظايا .

لننظر ، على سبيل المثال ، تحول النواة ^{87}Br . فكما نرى على الشكل (٣ - ٨) يمكن لهذه النواة ان تتفكك سالكة ثلاثة طرق مختلفة . وينطلق في كل من انماط التفكك الثلاثة جسيم β . إلا ان كمية الطاقة المتحررة تختلف من نمط الى آخر . ونتيجة لهذا يختلف مخزون الطاقة في نوى ^{87}Kr المتكونة من تفكك ^{87}Br . وتنطلق النوترونات المتأخرة من نوى ^{87}Kr التي لديها أكبر مخزون طاقي فتتحول الى ^{88}Kr . أما نوى ^{87}Kr ذات المخزون الطاقي الأدنى فتكون في الحالة الأساسية اللامثارة لهذا النظير . وما لديها من طاقة ، وكذلك ما لدى نوى ^{87}Kr متوسطة الطاقة (حالة مشارة) ، لا يكفي لتبخير النوترونات منها . ولهذا لا يحدث لها الانتقال : $^{87}\text{Kr} \rightarrow ^{88}\text{Kr} + n$

هذا وإن النظير Kr^{87} اللامثار مشع وهو يتحول الى النظير Rb^{87} عن طريق

التفكك β .



٣ - ١٢ - الطاقة المتحررة عند الانشطار

عند انشطار النواة التي كتلتها $M(A, Z)$ الى شطرين $m_1(fA, fZ)$

و $m_2[(1-f)A, (1-f)Z]$ تتحرر طاقة E_f تساوي (بالوحدة u) :

$$E_f = M - m_1 - m_2 = 0,014 A^{2/3} [1 - f^{2/3} - (1-f)^{2/3}] + 0,000618 \frac{Z^2}{A^{1/3}} [1 - f^{5/3} - (1-f)^{5/3}] \quad (3-35)$$

وتتوقف E_f على f وتبلغ نهاية عظمى عندما $f = \frac{1}{2}$ (انظر الشكل ٣ - ٦).
 الا ان القيمة الوسطية $\overline{E_f}$ هي التي لها اهمية عملية لان الاثر الطاقي لانشطار كميات
 كبيرة (ماكروسكوبية) من المادة يتعين من قيمة $\overline{E_f}$ بالذات . وفي حالة الاورانيوم
 ($A = 235$) يكون $\overline{E} = 0,215 u$ اي ما يقابل 200 MeV تقريبا . وإن
 غراما واحدا من U^{235} يحتوي ٢٣٥ x ١٠ نواة . فإذا انشطرت هذه النوى جميعا
 تحررت طاقة قدرها :

$$2,56 \cdot 10^{21} \cdot 2 \cdot 10^8 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cong 8,2 \cdot 10^{10} \text{ J} .$$

فإذا تذكرنا ان ٢٥ ٪ فقط من الطاقة الحرارية يمكن تحويله الى عمل في أحسن
 آلة حرارية فإن انشطار غرام واحد من U^{235} يكفل عمل محرك استطاعته 100 000 kW
 مدة تزيد على ثلاث دقائق ونصف ! اما انشطار ١٢ كغ من الاورانيوم ٢٣٥ فإنه يحرر
 طاقة تكفي لتشغيل المحرك المذكور شهرا كاملا !

يتحرر الجزء الأساسي من طاقة الانشطار على هيئة طاقة حركية للشظايا
 و « تنكج » الشظايا في طبقة رقيقة جدا من المادة ولهذا يتحول هذا الجزء من طاقة
 الانشطار بسرعة إلى حرارة تسخن طبقة المادة الملاصقة لمكان الانشطار .

وينطلق قسم من طاقة الانشطار على شكل اشعة β ، ولكنه يمتد على مجال زمني
 طويل . ويصاحب التفكك β ظهور اشعة γ والنتريو . ويبين الجدول (٣ - ٤)
 التوزيع التقريبي لطاقة الانشطار على مختلف الاشكال .

الطاقة الوسطية المقابلة لكل انشطار ، MeV	شكل الطاقة
١٦٢	طاقة الشظايا
٥	طاقة الالكترونات β
٥	طاقة اشعة γ في التفكك β
١١	طاقة النتريو
٦	طاقة اشعة γ المنبعثة عند الانشطار
٦	الطاقة التي تحملها النيوترونات الثانوية

الجدول ٣ - ٤

٣ - ١٣ - التفاعل النووي المتسلسل

درسنا فيما سبق عددا من الظواهر المرتبطة بانشطار النوى . وهناك خصيصتان بارزتان لظاهرة الانشطار تسترعيان الانتباه :

- ١ - تتحرر عند انشطار النوى طاقة هائلة ، حوالي 200 MeV لكل نواة منشطرة .
- ٢ - يصاحب انشطار النوى انطلاق نوترونات ثانوية عددها ، في حال انشطار نواة واحدة ، يتعدى الواحد (٢.٥ - ٣) .

ان نشوء عدد مهم (٢.٥ - ٣) من النوترونات الثانوية نتيجة الانشطار سمح بتحقيق التفاعل المتسلسل وجعل الاستخدام العملي للطاقة النووية ممكنا .

لننظر ، أولا ، في مخطط مثالي . ولنفترض ، للتحديد ، انه يتكون عند انشطار النواة نوترونان . لنفترض ايضا ان كلا منهما ينفذ حتما الى نواة من نوى الاورانيوم ويسبب انشطاراها . فماذا يحدث في هذه الشروط اذا وقع نوترون اولي وحيد في نواة الاورانيوم ؟

تنشط النواة مطلقة نوترونين جديدين يقمان ، بدورهما ، في أسر نواتين فتنشطران محررتين ٤ نوترونات جديدة . وهذه تسبب انشطار اربع نوى وانبعث ٨ نوترونات ، وفي الجيل التالي نجد ١٦ نوترونا ثم ٣٢ وهكذا . . . اي ان كمية النوترونات ، ومعها كمية النوى المنشطرة ، تتزايد باستمرار .

تمثل هذه الحالة المدروسة المثالية تفاعلا متسلسلا متسارعا . وقد استعيرت صفة « متسلسل » من الكيمياء إذ يسمي الكيميائيون التفاعل متسلسلا اذا كانت نواتجه قادرة على التفاعل مع المواد الاصلية (الابتدائية) وبفضل ذلك يجري التفاعل باستمرار .

افترضا في مخططنا المثالي ان النوترونات الثانوية ، المتحررة عند الانشطار ، تسبب انشطارات جديدة مولدة جيلا جديدا من النوترونات . الا ان الواقع هو خلاف هذا :

١ - لا تقع كافة النترونات الثانوية في أسر نوى المادة الانشطارية . ففي الأجهزة التي يجري ضمنها التفاعل المتسلسل هناك دوما مواد أخرى بالإضافة الى المادة الانشطارية : بعضها ينقل الحرارة من منطقة جريان التفاعل الى الخارج (حوامل حرارية) ، وأخرى تهدىء النترونات (مهدئات) وثالثة عبارة عن مواد إنشائية كالحواجز وأغلفة الوقاية الخ . . . ويقع قسم من النترونات الثانوية في نوى هذه المواد . ثم ان قسما آخر من النترونات الثانوية يفادر منطقة التفاعل نهائيا (أي المنطقة حيث توجد المادة الانشطارية) لكون هذه المنطقة **محدودة الأبعاد** .

٢ - ما كل نترون ينفذ الى نواة المادة الانشطارية يسبب انشطارها . فقد ذكرنا ان النواة المركبة يجري لها ظواهر مختلفة كالأسر الإشعاعي والتبعثر اللامرن . ولا تستطيع النواة المركبة أن تنشط بعد إطلاقها كوانتا γ أو نترون .
لنرمز بـ α الى النسبة :

$$\alpha = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_\gamma + \Gamma_s + \Gamma_f} \quad (3-36)$$

حيث Γ_f عرض الانشطار ، Γ_γ عرض الأسر الإشعاعي ، Γ_s عرض تبعثر النترونات . تمثل α الاحتمال النسبي لعملية الانشطار . ومن الواضح انه من اصل N حادثة نفوذ نترونات الى نوى المادة الانشطارية ينشط αN نواة . وبما ان كل انشطار يولد ν نترون فإنه يكون لدينا $N \cdot \nu \equiv \alpha N$ نترون ثانويا ، حيث يرمز $\eta = \nu \alpha$ الى العدد الوسطي للنترونات الثانوية الناشئة نتيجة نفوذ نترون واحد الى نواة المادة الانشطارية . يتوقف المقداران α و η على طاقة النترون النافذ الى النواة وعلى طبيعة المادة الانشطارية . ويبين الجدول (٣ - ٥) قيمهما الخاصة بالمواد الانشطارية الأساسية وذلك في حالة نفوذ نترون حراري الى النواة .

المادة	ν	α	η
U^{235}	2,5	0,845	2,11
Pu^{239}	3,0	0,652	1,94
اورانيوم طبيعي	2,5	0,53	1,32

الجدول ٣ - ٥

وهكذا فإن نمو التفاعل المتسلسل لا يتحدد من عدد النترونات الثانوية فحسب، بل ومن درجة الاستفادة من هذه النترونات للانشطار اللاحق . وسنطلق اسم «معامل التكاثر» على نسبة عدد النترونات ، المتكونة في جيل معين ، الى عدد نترونات الجيل السابق . يحدد معامل التكاثر k هذا سرعة نمو التفاعل المتسلسل . ولحساب هذه السرعة نرسم بـ τ الى المجال الزمني الوسطي الفاصل بين لحظة الانشطار ولحظة امتصاص نوى المادة الانشطارية للنترونات الثانوية . ليكن N عدد النترونات في الجيل المدروس . ففي الجيل التالي يصبح عددها kN . وبما أن تفسير عدد النترونات $\Delta N = kN - N = N(k-1)$ يجري خلال الزمن τ فإن سرعة تنامي التفاعل المتسلسل هي :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N(k-1)}{\tau} \quad (3-36)$$

وبالمكاملة نجد :

$$N = N_0 e^{-\frac{(k-1)t}{\tau}} \quad (3-37)$$

حيث N عدد النترونات ، المتكونة خلال عملية الانشطار ، في اللحظة t ، و N_0 عددها في اللحظة الابتدائية . فإذا كان $k-1 > 0$ تزايد N بمرور الزمن . وإذا كان $k-1 = 0$ بقي عدد النترونات على حاله ويسمى التفاعل المتسلسل عندئذ «مستديماً ذاتياً» . أما إذا كان $k-1 < 0$ فإن عدد النترونات ، وبالتالي عدد الانشطارات ، يتناقص بمرور الوقت ويسمى التفاعل عندئذ متخامداً .

ولتحقيق التفاعل المتسلسل بالنترونات الحرارية يجب تهدئة النترونات الثانوية .
 فتمزج ، لهذا الغرض ، المادة الانشطارية (اورانيوم مثلا) مع مادة تبطئ النترونات
 بفعالية . يمكن التعبير عن معامل التكاثر لمزيج كهذا بجداء اربعة مضارب :

$$k = \epsilon \eta p f \quad (3-38)$$

ويميز كل مضروب اموراً خاصة تحدث عند التفاعل المتسلسل .

ف η ، كما ذكرنا ، تمثل عدد النترونات الثانوية المقابلة لنترون حراري واحد
 نفذ الى نواة المادة الانشطارية . ويشير p الى أن جزءاً فقط من النترونات الثانوية
 يصير حرارياً . إذ عند التهدئة يقع بعض النترونات في أسر نوى المادة المهذئة والمواد
 الأخرى (التي لا شأن لها بالتفاعل) ، كما أن بعضاً آخر يفادر منطقة التفاعلات قبل أن
 يهدأ . ولهذا يمثل المضروب p احتمال صيرورة النترون حرارياً (أي احتمال عدم
 ضياعه عند التهدئة) .

أما المضروب f ، المسمى معامل الانتفاع بالنترونات الحرارية ، فيمثل الجزء
 (من النترونات الحرارية المتكونة) الذي تلتقطه نوى المادة الانشطارية .

ياخذ الجداء $\eta p f$ في الحسبان النترونات الناشئة في الجيل المدروس نتيجة
 الانشطارات التي سببتها النترونات الحرارية . إلا أن المعامل k في الحقيقة أكبر من
 $\eta p f$ لأن قسماً من النترونات يقع ، قبل أن يهدأ ، في أسر نوى U^{238} و U^{235}
 (وبخاصة الثاني) محدثاً كمية اضافية من الانشطارات والنترونات الثانوية . ويمثل
 المضروب ϵ هذه النترونات الثانوية الناجمة عن امتصاص النترونات السريعة ، وهو
 لا يختلف عن الواحد إلا بمقدار طفيف فهو يساوي ١.٣ في حالة الاورانيوم الطبيعي
 (الذي يحتوي ٧٠ ٪ من الاورانيوم ٢٣٥) .

تحمل العلاقة (3-38) اسم صيغة المضارب الاربعة .

بيننا أننا ان التفاعل المتسلسل يتنامى إذا كان $k > 1$ فكيف نجعل k يتعدى

الواحد ؟ من الواضح انه يجب تحقيق الشروط التي تجعل كلا من المضارب الأربعة يبلغ حده الأقصى . بيد انه ليس في وسعنا تغيير قيمة كافة المضارب : فلا يمكن تغيير η لأنه يتوقف على خصائص المادة الانشطارية نفسها ، ولكن يمكن التأثير على قيم المضارب p ، f ، ε . وبالفعل يمثل f ذلك الجزء من النيوترونات الحرارية الذي ينفذ إلى نوى U^{235} أما بقية النيوترونات البطيئة $(1-f)$ فتنفذ إلى نوى المواد «الغريبة» (التي لا شأن لها بالتفاعل) وإلى نوى U^{238} . ولزيادة f يجب قبل كل شيء التخلص من الشوائب ، وبخاصة أمثال الكاديوم واليور وغيرهما ، التي تمتص النيوترونات الحرارية بشدة . ثم ينبغي ، لتهدئة النيوترونات ، انتقاء مادة إما لا تمتص النيوترونات مطلقا وإما تمتص القليل منها . ومن وجهة النظر هذه فإن الهيدروجين (وهو أفضل مهدئ للنيوترونات) غير مناسب لامتناعه النيوترونات البطيئة امتصاصا لا يستهان به . وقد بينت دراسة مختلف المواد ان المهدئات المناسبة للتفاعل المتسلسل هي الهيدروجين الثقيل (ديتريوم) والغرافيت والبريليوم . والغرافيت هو أفضل هذه المواد الثلاث من حيث سهولة الحصول عليه بكمية ونقاوة كافيتين .

يمكن التأثير على العدد p أيضا . فإذا اخير الأورانيوم والمهدئ نقيين إلى حد كاف فإن النيوترونات لا يمكن أن تضيع (تفقد) عند التهدئة إلا بسبب امتصاص نوى U^{238} لها وتسربها عبر الإناء الذي يحوي الأورانيوم والمهدئ . ويمكن تقليل امتصاص U^{238} للنيوترونات كما يلي . سبق أن ذكرنا (انظر الشكل ٣ - ٢) أن امتصاص الأورانيوم ٢٣٨ للنيوترونات يختلف باختلاف طاقتها وأن النيوترونات ذات الطاقة الصغيرة المساوية $6,7 \text{ eV}$ تقريبا تمتص بسهولة كبيرة (امتصاص تجاوبي) . أما النيوترونات التي تتعدى طاقتها 1000 eV ، وكذلك التي تقل طاقتها عن 5 eV ، فلا تمتص إلا قليلا جدا . فإذا أريد للأورانيوم ٢٣٨ ألا يمتص إلا القليل من النيوترونات وجب ، عند تهدئة النيوترونات ، السعي لجعلها تجتاز بسرعة المجال الخطر $(5 \text{ eV} - 1000)$ دون أن تصادف ، قدر المستطاع ، نوى الأورانيوم ٢٣٨ .

ولبلوغ هذا الهدف لا يوزع الأورانيوم والمهدئ بانتظام على حجم المفاعل بل يوضع الأورانيوم على هيئة كتل ويملأ الفضاء بينها بالمهدئ . فبفضل هذا الترتيب فإن

معظم النترونات السريعة المتشكلة عند الانشطار تتباطأ (تهدأ) ، حتى طاقة تقل عن 5 eV ، بعيدا عن الأورانيوم . وبعد اجتياز النترونات مجال الطاقة الخطر تتابع حركتها فتبلغ الأورانيوم وتمتصها نوى U^{235} فتنشطر .

وهكذا نرى أن الحل الملائم هو عدم خلط المهديء بالأورانيوم بل وضعه على هيئة شبكة يتناوب فيها الأورانيوم والمهديء .

يمكن ، بعد ذلك ، زيادة العدد p بمكافحة تسرب النترونات من الإناء الذي يحتوي الأورانيوم والمهديء . ويقلل تسرب النترونات :

١ - بجعل أبعاد إناء الأورانيوم كبيرة . فكلما زادت كمية الأورانيوم ضاع من النترونات كمية أقل فيكبر p ويكبر معه معامل التكاثر k .

٢ - بإحاطة منطقة الأورانيوم بمادة تعكس النترونات بحيث يعود الى هذه المنطقة قسم من النترونات التي خرجت منها .

وأخيرا يمكن زيادة قيمة كل من p و f برفع تركيز U^{235} في المزيج . فإذا كانت نقاوة الأورانيوم والمهديء كافية وكانت كميتهما كافية أيضا يمكن جعل p و f تأخذ قيما تجعل معامل التكاثر يتعدى الواحد . عندئذ يبدأ التفاعل المتسلسل .

٣ - ١٤ - المفاعل النووي

المفاعل النووي هو الجهاز الذي يجري فيه التفاعل المتسلسل . ومفاعل الأورانيوم عبارة عن وعاء مملوء بالأورانيوم والمهديء ومحاط بمادة عاكسة للنترونات . لننظر نظرة إجمالية فيما يجري داخل هذا المفاعل .

لنتحدث ، قبل كل شيء ، عن أبعاد المفاعل . فلكي تكون قيمة المضروب f كافية يجب أن تكون المنطقة الفعالة (قلب المفاعل) كبيرة الى حد كاف . وعندما تبلغ أبعاد هذه المنطقة حداً معيناً ، يسمى الحد **الحرج** . ينفذ التفاعل المتسلسل ممكناً ويبدأ المفاعل عمله .

لنفترض إذن أن التفاعل المتسلسل قد بدأ . معنى هذا أن عدد النوى التي تنشط في الثانية سوف يتزايد باستمرار . ونحن نعلم أن انشطار كل نواة يحرر طاقة قدرها 200 MeV تقريبا . فإذا صار عدد النوى المنشطرة كبيرا إلى حد كاف غدت الطاقة المتحررة عظيمة جدا وهذا ما يبينه الجدول (٣ - ٦) . إن مثل هذا التحرر الهائل للطاقة قابل للتحقيق من حيث المبدأ . بيد أنه من الناحية العملية أمر في غاية التعقيد يستوجب تحقيقه حل عدد من المشاكل ، نذكر منها هنا اثنتين فقط :

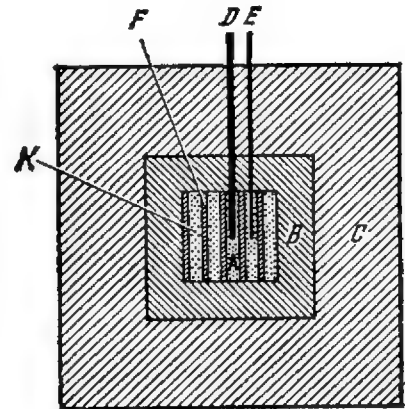
عدد النوى المنشطرة في الثانية	10^{16}	10^{17}	10^{18}	10^{19}
الاستطاعة المتحررة بالكيلووات (أعداد تقريبية)	300	3000	30 000	300 000

الجدول ٣ - ٦

(٦) **مشكلة التنظيم** . يؤدي التفاعل المتسلسل المتنامي إلى التعاضل المستمر لعدد النوى المنشطرة فتتعاظم استطاعة المفاعل . ومن الواجب ، عندما تبلغ استطاعة المفاعل الحد المطلوب ، أن يتحول التفاعل المتسلسل من متنامٍ إلى مستديم ذاتيا . ولهذا يجب إنقاص قيمة معامل التكاثر k حتى تساوي الواحد . ويتم إنقاص قيمة k بأن يدخل في المنطقة الفعالة كمية إضافية من مواد تمتص النيوترونات الحرارية بشدة . ويستخدم ، كمادة « منظمة » ، الكادميوم والبور .

يخل إدخال هذه المواد إلى قلب المفاعل إخلالا ملحوظا بشرط نمو التفاعل المتسلسل بل يستطيع كبجه وإيقافه إذا كانت كمية المواد « المنظمة » كافية لإنقاص k بشدة بحيث يغدو $k < 1$.

يبين الشكل (٣ - ٩) مخططا للمفاعل يوضح مبدأ عملية التنظيم . يمثل A قلب المفاعل أي المنطقة الفعالة حيث يوجد



الشكل ٩ - ٣

الأورانيوم E والمهدي K . ويمثل B عاكس النترونات الحرارية . إن وجود هذا العاكس ، الذي يعيد الى المفاعل قسما من النترونات التي غادرته ، يسمح بإنقاص ابعاد قلب المفاعل . اما C فهي الغلاف الواقي الذي يحمي كل ما هو خارج المفاعل من تأثير النترونات . واشعة γ التي تنبعث من قلب المفاعل بكميات هائلة .

ينظم عمل المفاعل بالقضيبين D و E (من الكادميوم أو البور) . يستطيع القضيب E أن يتحرك داخل المفاعل ويتم التحكم بحركته آليا بفضل « حجرة تأين » متصلة بمضخم الكتروني . فعندما يشتد التفاعل المتسلسل الى الدرجة المطلوبة يحدث الإشعاع ، المتولد داخل المفاعل ، في حجرة التأين تيارا كهربائيا معينا . فإذا تجاوز التفاعل المتسلسل الحد المقرر تجاوز التيار الإيوني في الحجرة القيمة التي تجعل جهازا آليا يدخل القضيب B في المفاعل . ويستمر دخول E في المفاعل حتى يبلغ الإشعاع داخل المفاعل ، وبالتالي التفاعل المتسلسل ، الدرجة المطلوبة .

ومن المهم أن نشدد على النقطة الآتية وهي أن تنظيم عمل المفاعل بالقضيب E يمكن تحقيقه مهما كانت سوية استطاعة المفاعل لأن السوية التي يحافظ عليها القضيب E تتعين من ضبط الجهاز الآلي الذي يتحكم بحركة E بحيث يعمل اعتبارا من قيمة معينة لتيار الحجرة . وبما أن التيار الإيوني متناسب مع استطاعة المفاعل ففي وسعنا تغيير سوية هذه الاستطاعة بتغيير ضبط الجهاز الآلي .

اما وظيفة القضيب الغليظ D من الكادميوم فهي إيقاف المفاعل لأن دخول كمية كبيرة من الكادميوم الى قلب المفاعل ينقص معامل التكاثر k بشدة ويتوقف التفاعل المتسلسل بسرعة نسبيا .

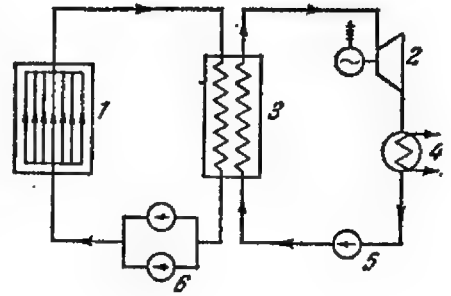
ب - مشكلة الوقاية . تتولد عند الانشطار شظايا . وهي جميعا مشعة وتطلق اشعة بيتا وغاما . كما أن النترونات تنبعث لدى كل انشطار . وعلى هذا فإن مفاعل الأورانيوم منبع لإشعاعات متنوعة أهمها النترونات واشعة γ لقدرتها الكبيرة على النفوذ . وإن شدة هذا الإشعاع هائلة . ولإعطاء فكرة نذكر أن مفاعلا متوسطا استطاعته 10^4 kW يولد كل ثانية 10^{18} كوانت γ ونترون ! وبما أن اشعة γ والنترونات تؤثر بشدة على الجسم البشري ، من الضروري تأمين وقاية فعالة من خطر هذه الإشعاعات .

٣ - ١٥ - المحطات الكهربائية النووية

في السابع والعشرين من حزيران ١٩٥٤ تم تدشين أول محطة كهربائية تعمل بالوقود النووي . حدث ذلك في الاتحاد السوفييتي ، وكانت استطاعتها المفيدة 5000 kW .

يقوم إنشاء المحطة الكهربائية النووية على المبادئ الآتية . يحرر الانشطار النووي في المفاعل كمية كبيرة من الطاقة التي تحملها الشظايا والنيوترونات والالكترونات وأشعة γ ، والتي تتحول الى حرارة عندما تقف هذه الجسيمات ، فيسخن قلب المفاعل . ويمكن استخدام هذه الحرارة لتبخير الماء او مائع مناسب آخر ، وتوليد بخار ضغطه عال بحيث يحرك عنفة ومولدا كهربائيا متصلا بها . اما العنفة والمولد فهما كالمستعملين في المحطات الكهربائية الحرارية العادية .

يجري الماء الذي يبرد المفاعل في دورة محكمة الإغلاق ويمر عبر مبادل حراري خاص ينقل الحرارة الى الماء الذي يجري في دورة ثانية والذي يتحول الى بخار يدور العنفة والمولد . ويظهر على الشكل (٣ - ١٠) المخطط الاساسي للمحطة الكهربائية النووية :



- ١ - المفاعل ، ٢ - العنفة والمولد ،
- ٣ - المبادل الحراري ، ٤ - المكثف ،
- ٥ و ٦ - المضخات .

الشكل ٣ - ١٠

وبطبيعة الحال تجري مراقبة عمل المفاعل والتحكم به آليا .

٣ - ١٦ - الاندماج النووي - التفاعلات النووية الحرارية .

ذكرنا سابقا (انظر الشكل ١ - ١٠) ان أكبر طاقة ارتباط تتمتع بها النوى التي يقع عددها الكتلي في المجال ٦٠ - ١٠٠ . وهذا بالذات هو سبب تحرر جزء من الطاقة النووية عند انشطار النوى الثقيلة الى شظايا اصغر . ومن الواضح ان تكوين

نوى كهذه (عددها ٦٠ - ١٠٠) من نوى اخف يرافقه أيضا تحرر طاقة وتكون ، عندئذ ، الكمية النسبية للطاقة المتحررة اكبر منها عند انشطار النوى الثقيلة . فمثلا يؤدي تكوين نواة الهليوم ${}^4\text{He}$ من اربعة بروتونات الى تحرير طاقة تساوي 27 MeV تقريبا اي بمعدل 6,76 MeV للجسيم النووي الواحد في حين ان انشطار الاورانيوم يعطي 0,83 MeV مقابل الجسيم الواحد . ومعنى هذا ، إذا أجرينا الحساب لكمية بعينها من الوقود النووي ، ان تفاعل تركيب الهليوم من الهيدروجين اكثر فعالية بشماني مرات من تفاعل انشطار الاورانيوم . اضع الى ذلك ان احتياطي (مخزون) الهيدروجين على الأرض اكبر بكثير من احتياطي الوقود العادي والوقود الانشطاري .

لقد امكن تحقيق تفاعل تركيب النوى ، وهو الذي يحرر كمية هائلة من الطاقة في « القنبلة الهيدروجينية »^١ إلا ان تحرر الطاقة في هذه القنبلة يجري بعنف فظيع ولا يمكن الاستفادة منه كمنبع للطاقة . من الضروري إذن ان يكون في وسعنا التحكم في عملية إدماج النوى الخفيفة لتكوين نوى أثقل . وقد تبين ان هناك صعوبات كبيرة على طريق تحقيق تفاعل الاندماج القابل للتنظيم والتحكم . وبالفعل لكي تلتحم النوى الخفيفة بعضها ببعض يجب ان تقتارب الى مسافة تأثير القوى النووية (حوالي 10^{-10} م) وبما ان النوى مشحونة كهربائيا فإن اندماجها (التحامها) يستوجب قهر الحاجز الكموني $U = k \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$ وقيمة هذا الحاجز في حالة نوى الهيدروجين ، تساوي 0,9 MeV . ومن السهل تسريع البروتونات الى هذه الطاقة . إلا ان قذف هذه البروتونات على مادة تحوي الهيدروجين لايسمح بالحصول على الطاقة لان مقطع تفاعل التصادم صغير ومن رتبة 1 b ، بينما مقطع تفاعل البروتونات مع الطبقة الالكترونية لذرات الهيدروجين التي تصادفها هو من مرتبة 10^8 b ونتيجة لذلك تتأين ذرة الهيدروجين ويفقد البروتون الصادم جزءا من طاقته . صحيح ان هذا الجزء صغير إلا ان حادثة الفقد تتكرر كثيرا الى درجة ان البروتون يفقد ، في معظم الحالات ، طاقته قبل ان يتحقق « الحادث السعيد » وهو مرور بروتون ذي طاقة « عالية » ضمن دائرة تأثير القوة النووية لبروتون آخر (نواة ذرة هيدروجين) . ولهذا فإن قذف المواد

(١) تم تفجير أول قنبلة هيدروجينية في سنة ١٩٥٣ وكان ذلك في الاتحاد السوفيتي .

الخفيفة بالبروتونات المسرعة لا يصلح للحصول على الطاقة (على الرغم من بعض الحوادث الفردية لظاهرة الاندماج) لان الطاقة المصروفة على التسريع اكبر من تلك المتولدة من حوادث الالتحام القليلة .

يمكن التخلص من ضياع الطاقة على التأين بتسخين غاز الهيدروجين إذ تزداد درجة تفكك جزيئات الهيدروجين بارتفاع درجة الحرارة ويفدو الهيدروجين متفككا كليا تقريبا اذا سخن الى الدرجة 5000 K . فإذا تابعنا رفع درجة الحرارة ازدادت الطاقة الحركية لذرات الهيدروجين بحيث تتأين الذرات نتيجة تصادمها .

ومع ارتفاع درجة الحرارة يزداد عدد الذرات المتأينة ، وعندما تبلغ القيمة $2 \cdot 10^8\text{ K}$ تتأين ، عمليا ، كافة ذرات الغاز ولا يصادف عندئذ سوى بروتونات والكترونات حرة . وتكون الطاقة الحركية الوسطية للبروتونات والالكترونات هي نفسها ولهذا لا تتغير طاقتها الوسطية اذا ما تصادمت البروتونات مع الالكترونات . وتخلو حركة الجسيمات في هذا « الغاز » من ضياع الطاقة على التأين إذ ليس في هذا الغاز ما يمكن تأيينه . وتكون كثافة الشحنات الموجبة والسالبة في غاز كهذا هي نفسها حتى في حجوم صغيرة جدا ولهذا فإن الكثافة الكهربائية الوسطية m تساوي الصفر . يسمى الغاز المتأين بشدة والذي كثافة شحناته الكهربائية الوسطية معدومة «بلازما» . وفي البلازما الساخنة جدا يكون احتمال تشكل ذرة هيدروجين (من بروتون والكترون) صغيرا جدا بسبب السرعة الكبيرة نسبيا للالكترونات ولهذا يمكن غض النظر عن هذه الظاهرة .

إن اندماج النوى يمكن أن يحدث في البلازما . وعلى الرغم من ان الحاجز الكموني لنوى الهيدروجين يساوي 1 MeV تقريبا ، إلا ان نفوذ نوى الهيدروجين الواحدة الى الأخرى بفضل « الأثر النفقي » يمكن أن يحدث ولو كانت طاقتها أصغر من 1 MeV بكثير . ويتوقف احتمال هذا الأثر على درجة الحرارة (على طاقة النوى المتصادمة) . وعندما ترتفع درجة الحرارة الى حد كاف يفدو الاحتمال كبيرا الى درجة ان الطاقة المتحررة نتيجة الاندماج تزيد على الطاقة التي تخسرها البلازما الحارة بالإشعاع . أي ان البلازما الساخنة 10^8 K هي منبع غزير للطاقة .

يسمى تفاعل تكوين النوى عند درجات الحرارة العالية تفاعلا نوويا حراريا .
ولتحقيقه بشكل قابل للتنظيم والتحكم يجب :

١ - توليد درجة حرارة من مرتبة 10^8 K .

٢ - حصرها في حجم محدد .

ان الشرط الثاني مهم جدا لان تماس البلازما مع جدران الوعاء الذي يحتويها
يسبب تبردها . كما ان جدار اي وعاء يتبخر فور ملامسته للبلازما الحارة . ولهذا
ينبغي استخدام حقل مغنطيسي للابقاء على البلازما ضمن الحيز المحدد . . .

لقد تعرضنا باختصار الى بعض المشاكل المتعلقة بتحقيق تفاعل الالتحام النووي
الذي يشكل معينا من الطاقة لا ينضب . وما زالت الدراسات والبحوث العلمية المركزة
تجري في كثير من بلاد العالم وبخاصة في الاتحاد السوفيتي والولايات المتحدة
الامريكية . ونأمل ان يتوصل الإنسان الى حل مشكلة التزود بالطاقة ، وعندئذ فقط
سوف تتنفس البشرية بارتياح .

التي هي جسيمات أولية (أو أساسية) هي جسيمات نجهل بنيتها الداخلية . إن مفهوم « أولية » الجسيم هو مفهوم نسبي ويتوقف على مستوى معارفنا . فقبل حوالي ٧٠ سنة كانت الذرة تعد كائنا أوليا بينما نعلم الآن أن لها بنية معقدة . وتعد النكلونات في الوقت الحاضر جسيمات أولية ، على الرغم من أنه قد اقترحت نماذج لبنيتها .

الفصل الرابع

الجسيمات الأولية (أو الأساسية) هي جسيمات نجهل بنيتها الداخلية . إن مفهوم « أولية » الجسيم هو مفهوم نسبي ويتوقف على مستوى معارفنا . فقبل حوالي ٧٠ سنة كانت الذرة تعد كائنا أوليا بينما نعلم الآن أن لها بنية معقدة . وتعد النكلونات في الوقت الحاضر جسيمات أولية ، على الرغم من أنه قد اقترحت نماذج لبنيتها .

الجسيمات الأولية

الجسيمات الأولية (أو الأساسية) هي جسيمات نجهل بنيتها الداخلية . إن مفهوم « أولية » الجسيم هو مفهوم نسبي ويتوقف على مستوى معارفنا . فقبل حوالي ٧٠ سنة كانت الذرة تعد كائنا أوليا بينما نعلم الآن أن لها بنية معقدة . وتعد النكلونات في الوقت الحاضر جسيمات أولية ، على الرغم من أنه قد اقترحت نماذج لبنيتها .

وتتوقع الفيزياء النظرية وجود جسيمات مضادة لمعظم الجسيمات . وللجسيم والجسيم المضاد نفس الكتلة والسبين والشحنة الكهربائية والعزم المغنطيسي إلا أن المقدارين الآخرين يختلفان في الإشارة .

وعندما يتفاعل جسيم بطيء مع الجسيم المضاد له فإنهما يتفانيان لتتشكل جسيمات أخرى . وكمثال على الجسيم والجسيم المضاد نذكر الزوج : الإلكترون - بوزيترون . فالقيمة المطلقة لعزميهما المغنطيسيين هي نفسها . ومع ذلك فإن العزم المغنطيسي للبوزيترون متجه وفق السبين في حين أن عزم الإلكترون متجه بحيث يعاكس السبين . وعندما يتفاني البوزيترون والإلكترون يتحولان إلى فوتونين لانتقل طاقتهما عن 1.02 MeV .

هناك جسيمان أوليان ، الفوتون والبيون المعتدل ، ليس لهما ضديدان . وفي هذه الحالة يكون الجسيم مطابقا للجسيم المضاد . ويشاهد عادة إلى الجسيمات المضادة بوضع خط (مستقيم أو متموج) فوق رمز الجسيم (انظر الجدول الآتي في هذا الفصل) . إلا أن بعض الجسيمات المضادة حصلت على رموز خاصة بها (كالپوزيترون والبيون السالب ، الخ . . .) . وتقسم الجسيمات الأولية عادة إلى أربع مجموعات ، وفيما يلي تعريف مختصر بكل منها .

٤ - ١ - الفوتونات . وهي جسيمات الحقل الكهرومغناطيسي وسبينها يساوي الواحد فهي إذن بوزونات (أي تخضع لإحصاء بوز - اينشتاين) . وللتفاعل بين الفوتونات والجسيمات المشحونة كهربائيا طبيعة كهرومغناطيسية .

٤ - ٢ - الليبتونات . وهي جسيمات سبينها نصفى (= ١/٢) فهي إذن فرميونات (تخضع لإحصاء فرمي - ديراك) خفيفة . وتضم النترينو، الإلكترون ، الميون السالب والجسيمات المضادة لها وتتفاعل الليبتونات فيما بينها كما تتفاعل مع الجسيمات الأخرى . والسمة المميزة لليبتونات هي انها تولد وتفتنى مثنى مثنى فيبقى ، بالتالي، عدد الليبتونات ثابتا . ويعبر عن هذا القانون بنسب شحنة ليبتونية الى كل ليبتون وهي تساوي + ١ لليبتون و - ١ لليبتون المضاد . والشحنة الليبتونية الكلية لجملة ما، مثل الشحنة الكهربائية ، هي مجموع الشحنات الليبتونية لكافة الجسيمات . ويعبر عن قانون انحفاظ الشحنة الليبتونية بالقول : تنحفظ الشحنة الليبتونية الكلية في كافة أنواع التحولات . لتأمل ، على سبيل المثال ، تفكك الميون السالب :

$$\mu^- = e^- + \nu + \bar{\nu}$$

هناك شحنة ليبتونية واحدة في الطرف الأيسر من المعادلة . ولكي تساوي الشحنة الليبتونية الواحد في الطرف الأيمن يجب أن يولد تفكك الميون ثلاثة ليبتونات هي : الكترون ، نترينو ، نترينو مضاد .

وبطريقة مماثلة نثبت ان النترينو المضاد هو الذي يتكون في التفكك β^- . وأن النترينو هو الذي يتولد في التفكك β^+ . وبالفعل لدينا :

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$$

الشحنة الليبتونية للإلكترون = + ١ وللنترينو المضاد = - ١ ومجموعها صفر . كذلك :

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu$$

الشحنة الليبتونية للبوزترون = - ١ وللنترينو = + ١ ومجموعهما صفر .

يتمتع النترينو بقدرة هائلة على النفوذ والتوغل في المادة لان تفاعله معها اضعف بـ 10^{10} مرة من تفاعل الليبتونات المشحونة كهربائيا معها . وإن أحد التفاعلات التي يحرضها النترينو المضاد هو تفاعله مع البروتون (الموجود في المادة ضمن ذرات الهيدروجين) :

$$p + \bar{\nu} \rightarrow n + e^+$$

وقد أيد كشف البوزترون فرضية باولي الخاصة بإصدار النترينو في التفكك β .

وكما قلنا سابقا (الفقرة ٢ - ٧) الفرق بين النترينو والنترينو المضاد (إذا أردنا الانلجأ الى اختلاف إشارة شحنتيهما الليبتونيتين) هو أن السبين والانددفاع متعاكسان في النترينو ومتفقان في الجهة في النترينو المضاد .

٤ - ٣ - الميزونات . تضم هذه المجموعة (البيونات والكأونات) جسيمات سبينها يساوي الصفر وكتلها تقع بين كتل الليبتونات وكتل النكلونات . وتمتص الباريونات هذه الجسيمات بشدة . ويولد تفكك الميزونات لبيبتونات .

٤ - ٤ - الباريونات . لهذه الجسيمات شحنة باريونية (نووية) . فشحنة الباريون = + ١ بينما شحنة الباريون المضاد = - ١ . وقد أنتج الفيزيائيون الأمريكيون البروتون المضاد والنترون المضاد للمرة الاولى في عام ١٩٥٥ - ١٩٥٦ بفضل المسرع الجبار (السنكروترون البروتوني) في بروك هافن .

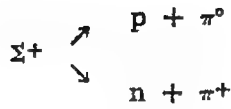
وتتولد الباريونات وتفتنى ، مثل الليبتونات ، مثنى مثنى . أي أن الشحنة الباريونية الكلية لجملة جسيمات تبقى منحفظة في كافة أنماط التحولات . ويمثل قانون انحفاظ النكلونات حالة خاصة من قانون انحفاظ الشحنة الباريونية . ونذكر ، كمثال على القانون الاخير ، تفكك الهبيرون سيكما الموجب :

Elementary Particles

Group	Particle	Symbol		Rest mass	Spin	Electric charge	Baryon charge	Lepton charge	Lifetime, s	Decay products of particles
		particle	anti-particle							
Photons	Photon	γ	γ	0	1	0	0	0	Stable	—
Leptons	Neutrino Electron Muon (mu-meson)	ν	$\bar{\nu}$	0	1/2	0	0	1	"	—
		e^-	e^+	1	1/2	-1	0	1	"	—
		μ^-	μ^+	206.7	1/2	-1	0	1	2.2×10^{-8}	$e^- + \nu + \bar{\nu}$
Mesons	Pion (pi-meson)	π^0	π^0	264.2	0	0	0	0	1.8×10^{-16}	2γ
		π^+	π^-	273.2	0	1	0	0	2.55×10^{-8}	$\gamma + e^+ + e^-$
	Kaon (K-meson)	K^+	K^-	966.3	0	1	0	0	1.23×10^{-8}	$\mu^+ + \nu$
		K^0	\bar{K}^0	274.5	0	0	0	0	0.910×10^{-10}	$e^+ + \nu + \pi^0$ $\mu^+ + \nu$
Baryons	Proton Neutron	p	\bar{p}	1836.1	1/2	1	1	0	Stable	—
		n	\bar{n}	1838.5	1/2	0	1	0	1013	$p + e^- + \bar{\nu}$

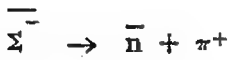
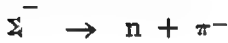
Group	Particle	Symbol		Rest mass	Spin	Electric charge	Baryon charge	Lepton charge	Lifetime, s	Decay products of particles
		particle	anti-particle							
Ba- ryons	Lambda hyperon	Λ	$\bar{\Lambda}$	2182	1/2	0	1	0	2.6×10^{-10}	$p + \pi^-;$ $n + \pi^0$
		Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	2327	1/2	1	1	0	0.8×10^{-10}	$p + \pi^0;$ $n + \pi^+$
		Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	2333	1/2	0	1	0	$< 10^{-14}$	$\Lambda + \gamma$
	Sigma hyperon	Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	2342	1/2	-1	1	0	1.7×10^{-10}	$\pi^- + n$
		Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	2570	1/2	0	0	0	3.4×10^{-10}	$\Lambda + \pi^0$
		Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$	2585	1/2	-1	1	0	1.7×10^{-10}	$\Lambda + \pi^-$
Hype- rons	Xi hyperon	Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	3278	3/2	-1	1	0	0.7×10^{-10}	$\Lambda + K^-$
		Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$							
Omega hyperon	Omega hyperon	Ω^-	$\bar{\Omega}^-$							

Note: The masses, spins and lifetimes of antiparticles and particles are the same. The charges of particles and antiparticles are equal, but opposite in sign. Masses are expressed in units of the electron rest mass m_0 , spins in \hbar units and electric charge in e units.



يجري التفكك في إحدى « قناتين » . وفي كلتا الحالتين نرى أن الشحنة الباريونية تساوي الواحد في كل من طرفي معادلة التحول لأن البيونات عديمة الشحنة الباريونية أو الليبتونية .

يبين العمود الأخير من جدول الجسيمات الأولية نواتج تفكك بعضها . هذا وإن مخطط تفكك الجسيمات المضادة يماثل المخطط الخاص بالجسيمات مع الفارق التالي وهو أنه يستعاض عن الجسيمات في نواتج التفكك بالجسيمات المضادة والعكس بالعكس . وعند إجراء هذا التعويض يجب أن تبقى الشحنات الكهربائية والليبتونية والباريونية محفوظة . فمثلا يتم تفكك الهيبرون سيكما السالب والهيبرون المضاد له وفق المعادلتين :



لنذكر أخيرا أن عدد الجسيمات والجسيمات المضادة المكتشفة يزيد كثيرا على ما هو مذكور في الجدول . ويواجه الفيزيائيون النظريون في الوقت الحاضر مشكلة تصنيف هذه الجسيمات كما واجه الكيميائيون فيما مضى مشكلة تصنيف العناصر .

الفصل الخامس

كشف الاشعاع المؤين وقياسه

٥ - ١ - طرائق التأين لكشف الإشعاع (الجسيمى او الموجى) .

يرافق تأثير (تفاعل) الإشعاع في المادة عدد من الآثار مثل تكون الأيونات وإصدار الفوتونات وإطلاق الحرارة . ويمكن استخدام هذه الآثار جميعا لكشف الإشعاع وقياس شدته وطيفه . ويقوم عمل كثير من اجهزة القياس (الكواشف) على قدرة الإشعاع على تأين الجزيئات . ويتألف كل زوج من الأيونات التي يحدثها الاشعاع في الكاشف من أيون جزيئي موجب والكترون . يسمى التأين الذي يحدثه الإشعاع **التأين الأولي** . وتؤين الجسيمات المشحونة بالكهرباء الجزيئات مباشرة . أما كوانتات γ فإنها تنتزع الكترونات من الجزيئات (الأثر الفوتوكهربائي) او تكسب إلكترونات كومتن طاقة أو تولد أزواجا الكترونية - بوزترونية ومن ثم تحدث هذه الالكترونات التأين في الكاشف* . وبقياس الشحنة الكهربائية المتولدة في الكاشف يمكن دراسة خصائص الإشعاع الذي يجتازه .

إن أكثر الكواشف شيوعا هي **حجرات التأين والعدادات التناسبية وعدادات غايغر - مولر** . وتتشابه هذه الكواشف في تصميمها وطريقة عملها . وهي تتألف ،

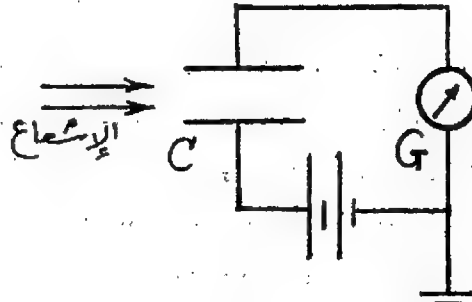
(*) انظر الفقرات ٣٧ - ٧ و ٤٠ - ١٠ و ٤٠ - ١١ من كتاب « الفيزياء الحديثة للجامعات » .

تأليف : ريتشاردز ، وير ، سيرز ، زيمانسكي . ترجمة الاساتذة : قدورة ، السمان ، الحصري . مطبوعات « مديرية الكتب الجامعية » دمشق ١٩٧٥/١٩٧٦ .

اساسيا ، من وعاء ذي مسرين يطبق بينهما توتر (فرق في الكمون) كهربائي . ويملا الحيز بين المسرين بغاز جاف .

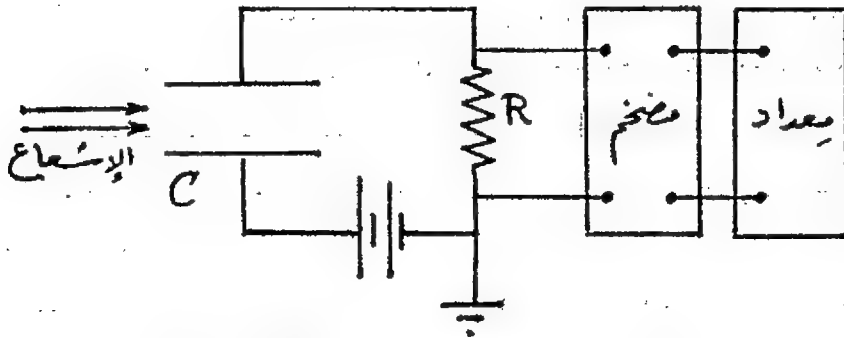
ولتوضيح عمل الكواشف المملوءة بالغاز نتأمل دائرة حجرة تآين مستوية وكيفية عملها . يتألف هذا الكاشف من مكثفة مستوية طبق بين لبوسيتها فرق في الكمون U (الشكل ٥ - ١) .

من المعروف ان الغاز الجاف عازل جيد . إلا أن تعريض الغاز للإشعاع (تشعيه) يغير ناقلية إلى حد كبير . إذ يؤين الإشعاع الجزيئات فيكتسب الغاز القدرة على نقل التيار الكهربائي فتتغلق الدارة ويسري التيار . ويمكن قياس شدة التيار مباشرة بلفانومتر فنحصل منه على الشدة الوسطية التي تجتاز الكاشف . تسمى الكواشف التي تعمل فني ظروف كهذه كواشف التيار .



الشكل ٥ - ١

أما إذا أريد تسجيل مرور كل جسيم على حدة عبر الكاشف فتستعمل الكواشف النابضة . وبالإمكان جعل حجرة التآين مستوية كاشفا نابضا بوصلها بمقاومة مناسبة R (الشكل ٥ - ٢) .



(الشكل ٥ - ٢)

إن مرور الجسيم عبر غاز الحجرة يجعله ناقلا لبرهة قصيرة فيتغير التوتر الكهربائي بين طرفي المقاومة R خلال البرهة نفسها . وتنتقل « نبضة التوتر » هذه الى مضخم الكتروني فيكبر سعتها مئات المرات او اكثر . بعد ذلك تدخل النبضة المضخمة جهاز التسجيل والعد (المعداد) . ويقاس معدل عد النبضات (أي عدد النبضات المسجلة في وحدة الزمن) كثافة تدفق الجسيمات عبر الكاشف .

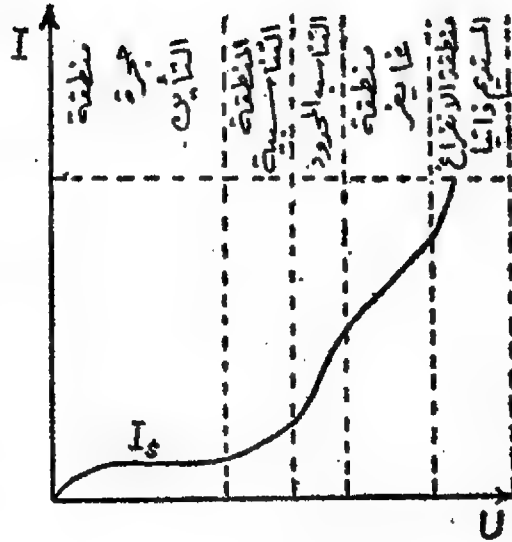
يمكن أيضا استخدام الكواشف النابضة لقياس طيوف طاقة الجسيمات . ففي بعض الكواشف تكون سعة نبضة التوتر الخارجة من المقاومة R متناسبة مع طاقة الجسيم شريطة ان يتوقف الجسيم تماما داخل الكاشف . عندئذ يمكن تعيين توزيع الطاقة على الجسيمات من معرفة توزيع ساعات النبضات .

ويكون من الضروري ، في بعض التجارب ، فصل ظاهرة معينة عن البقية (كتعيين اتجاه جسيم سريع مثلا) فتستعمل في هذه الحالة « دارات الانطباق » حيث يوصل مخرجا الكاشفين الى الدارة الالكترونية . فإذا مر الجسيم في آن واحد عبر كلا الكاشفين انتقلت نبضة توتر الى المعداد . اما في دارات « الانطباق المضاد » فلا يعمل المعداد إلا إذا أتت النبضة من أحد الكاشفين .

٥ - ٢ - المنحني المميز « فولت - أمبير » للانفراغ في الغاز

يتوقف مرور تيار التاين عبر كاشف مملوء بالغاز (انفراغ في الغاز) على خصائص الغاز ، ومقدار التوتر الكهربائي المطبق وشكل المسارين . إن المنحني المميز الأساسي للانفراغ في الغاز هو الذي يبين تغير التيار I بتغير الفولتية (التوتر U) وذلك عندما تكون شدة الاشعاع في الكاشف ثابتة ، وهذا ما يسمى « المنحني المميز فولت - أمبير » (الشكل ٥ - ٣) . فبازدياد التوتر يزداد التيار في البداية ثم يبقى ثابتا في مجال معين

للتوتر، وأخيرا يتزايد من جديد.
 لنحلل سبب هذا السلوك. بما
 أن الغاز بين المسريين خاضع لحقل
 كهربائي فإن الأيونات تتحرك نحو
 المسرى المشحون بشحنة من إشارة
 معاكسة (لشحنة الأيون) .
 وتناسب سرعة الأيون v مع شدة
 الحقل الكهربائي E : $v = bE$.
 يسمى معامل التناسب b حركية
 الأيون وهو يساوي عدديا سرعة
 الأيون عندما تساوي شدة الحقل



الشكل ٥ - ٣

الواحد : $E = 1 \text{ V/m}$ ولهذا يقاس b بـ $\text{m}^2/\text{s.V}$ وهو خاصة تميز الغاز .
 وكلما كبرت حركية الأيون في الغاز تجمعت الشحنات على المسريين بسرعة أكبر .
 وتلتقط جزيئات الغازات الكهرسالية ، كالهالوجينات ، الإلكترونات عند التصادم
 فتغدو أيونات سالبة . وفي غازات كهذه تكون حركية الأيونات من كلتا الإشارتين من
 مرتبة $10^{-4} \text{ m}^2/\text{s.V}$ ($10 - 1$) . أما ذرات الغازات الكهرموجبة (كالأرغون
 والهليوم وغيرهما) فلا تلتقط الإلكترونات . ولهذا تكون « الأيونات » السالبة في هذه
 الغازات الكترولونات يمكن لحركتها أن تبلغ $1.5 \text{ m}^2/\text{s.V}$. وبسبب الفرق الكبير في
 الحركات تتجمع الإلكترونات أولا على الأنود (الذي يسمى أيضا المسرى المجمع) خلال
 مدة قصيرة من رتبة 10^{-7} s ثم تبدأ الأيونات الثقيلة والبطيئة بالتجمع : الموجبة على
 الكاثود والسالبة على الأنود .

وعندما تكون الفولتية صغيرة تكون سرعة الحركة الانسحابية للأيونات صغيرة
 أيضا ولا تؤثر تأثيرا ذا بال في حركة الأيونات . وفي هذه الحالة تكون الحركة الحرارية
 العشوائية هي الراجحة . وبسبب التصادمات العديدة بين الأيونات والجزيئات تحدث
 ظاهرتان : اتحاد الأيونات من جديد وانتشارها .

فالتصادمات بين الالكترونات والأيونات الصغيرة السرعة يمكن أن تؤدي إلى اتحادها ثنائية وتشكل جزيئات معتدلة . ويتوقف معدل الاتحاد على الكثافة الأيونية في الغاز . فكلما زادت كثافة الالكترونات والأيونات الموجبة والجزيئات زاد معدل الاتحاد . إلا أنه بزيادة سرعة الأيونات يقصر زمن تأثيرها المتبادل فيغدو ، بالتالي ، اتحادها من جديد أقل حدوثا .

إن كثافة الأيونات التي يحدثها الإشعاع ليست منتظمة في مختلف نقاط الحيز الغازي . فهي في بعض أجزائه أعلى منها في البعض الآخر . ونتيجة هذا الفرق في الكثافة وبسبب الحركة الحرارية تتحرك الأيونات من نقاط الكثافة العالية إلى حيث الكثافة أصغر . يسمى هذا النوع من حركة الأيونات في الغاز الانتشار الأيوني .

يخفض اتحاد الأيونات وانتشارها قيمة التيار الكهربائي في الكاشف إذ لا يستطيع الأيونات جميعا بلوغ المسارين . ويكون تأثير الانتشار في الانقراض في الغاز أقل من تأثير الاتحاد .

وبزيادة التوتر المطبق على المسارين يتناقص الاتحاد والانتشار وتزداد الشحنات التي تبلغ المسارين . وعند توتر معين يلتقط المسريان جميع الأيونات الأولية فلا تؤثر زيادة التوتر بعد ذلك في التيار الذي يسمى عندئذ تيار الإشباع I_s

إن ما يحدث في منطقة الإشباع هو تبعثر مرن للأيونات بجزيئات الغاز . وتكون الطاقة الحركية التي تكتسبها الأيونات من الحقل الكهربائي غير كافية بعد لتأيين الجزيئات . بيد أنه عند توتر معين (نهاية منطقة الإشباع) تتسارع الالكترونات المتحركة ، بين تصادمين ، بحيث تغدو طاقتها الحركية كافية لتأيين جزيئات الغاز . يسمى هذا النمط من التأيين **تأينا ثانويا** . وتؤين الالكترونات في تصادماتها اللاحقة جزيئات أخرى وهكذا . . . أي يحدث تكاثر سريع للأيونات (تأين تاونسد Town send) . ويؤدي نشوء الأيونات الإضافية في الغاز بهذه الطريقة إلى ازدياد التيار الذي يغدو أكبر كلما اشتد التوتر . تسمى هذه الظاهرة **التضخيم الغازي** ، ويتميز بالمعامل k وهو نسبة الشحنة التي يجمعها المسرى إلى الشحنة الأولية .

ففي منطقة تيار الإشباع $k = 1$. ويزداد التوتر U بزيادة k بشدة ولا يتوقف، في مجال معين ، إلا على التوتر . ومعنى هذا أن كل قيمة لـ U يقابلها قيمة معينة لـ k وأن الشحنة النهائية متناسبة مع الشحنة الأولية عند قيمة معينة لـ U . تسمى منطقة التوتر التي يكون فيها k مستقلا عن الشحنة الأولية **المنطقة التناسبية** . وتبلغ قيمة k في نهاية هذه المنطقة $10^4 - 10^5$.

بعد المنطقة التناسبية تأتي **منطقة التناسب المحدود** حيث يتوقف معامل التضخيم الغازي k على كل من التوتر وكبر الشحنة الأولية .

وعندما يصبح التوتر U عاليا إلى حد كاف ينفذ الانفراج غير متوقف على الشحنة الأولية أو على نوع الإشعاع : فتتشكل زوج أيوني واحد في الغاز كاف الآن لإحداث الانفراج . تسمى منطقة التوتر هذه **منطقة غايغر Geiger** . ومتى بدأ الانفراج فيها فإنه لا يتوقف تلقائيا بل لابد من « إطفائه » بإحدى الطرائق المناسبة التي ستعرض لها فيما بعد . وأخيرا تنتهي منطقة غايغر عند منطقة **الانفراج المستديم ذاتيا** .

تعمل حجرات التاين في منطقة التوتر الأولى وفي منطقة الإشباع ولهذا يسمى مجال التوترات هذا منطقة **حجرة التاين** . أما العدادات التناسبية فتعمل في المنطقة التناسبية . وأخيرا فإن عدادات غايغر - مولر تعمل في منطقة غايغر .

٥ - ٢ - حجرة التاين .

إن حجرة التاين هي من أكثر الكواشف شيوعا . ويمكن استخدامها لقياس أي نوع من الإشعاع . وتقسم حجرات التاين ، حسب شكلها ، إلى مستوية واسطوانية وكروية .

يكون المريان (الصفيحتان) في الحجرة المستوية مفصولين بالغاز وموضوعين في وعاء . وينزل سلكا توصيل التوتر إلى المريان عن الوعاء بمواد عالية المقاومة : $10^{14} - 10^{15} \Omega$ (كهربان ، بولي إيثيلين ، الخ ...) . يولّد حقل كهربائي منتظم شدته $E = \frac{U}{d}$ في الحيز بين المريان المستويين اللذين يطبق عليهما التوتر U (d

هي المسافة بينهما) . ويختل النظام الحقل عند حواف السرين ويكون الحقل هناك أضعف . ولهذا فإن جزء الأيونات المتجمع على السرى عند الحواف أصغر من المتجمع عند المنطقة المركزية . وهذا أحد عيوب الحجرات المستوية إذ من الصعب تحديد «الحجم العامل» أي الحجم الذي يسهم في نقل شحنات التآين الأولي إلى السرين .

إن مقاومة العازل R المستخدم في التجارب لا تتعدى $10^{14} \Omega$ عادة فإذا كان التيار في الحجرة $10^{-10} A$ فإن التيار الذي يجتاز العازل ذا المقاومة $R = 10^{18} \Omega$ تحت التوتر $U = 200 V$ هو :

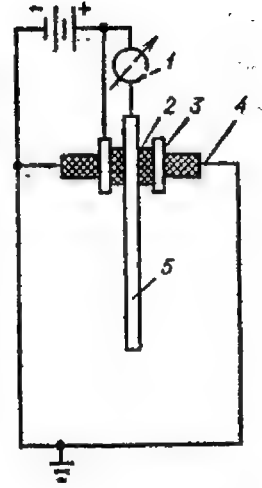
$$I = U/R = 0,2 \cdot 10^{-10} A ;$$

ويشير جهاز القياس إلى تيار شدته $1,2 \cdot 10^{-10} A$ وبالتالي يكون الارتياح إلى قياس التآين الأولي ٢٠ ٪ . وعلى هذا يختار عادة التوتر U المطبق على مسرى الحجرة المستوية قرب بداية منطقة الإشباع (لتصفير I) .

إن إحدى الميزات المهمة للكاشف هي حساسيته أي التآين الأولي الأصغر الذي يستطيع الكاشف قياسه . يمكن زيادة حساسية الحجرة إما بزيادة حجمها وإما بزيادة ضغط الغاز فيها . ففي الحالة الأولى يزداد طول مسار الجسم المشحون في الحجرة بينما في الحالة الثانية ينقص مدى الجسم المشحون . وفي كلتا الحالتين يزداد عدد الأزواج الأيونية التي يولدها الجسم في الحجرة ، ويزداد معه التيار . يمكن استعمال الحجرات المستوية لقياس تيارات ضعيفة من مرتبة $10^{-12} A$. وهناك ما يضع حداً لحساسية الحجرات الكبيرة وهو التيارات التي تحرضها الأشعة الكونية والتلوث الإشعاعي وغير ذلك .

والخاصة المميزة المهمة الثانية للكاشف هي كفايته أي نسبة عدد الجسيمات التي يسجلها الكاشف إلى العدد الكلي للجسيمات الداخلة إليه . وتتوقف الكفاية على نوع الكاشف وتركيبه وكذلك على خصائص الجسيمات .

أما حجرة التأين الاسطوانية فتتألف (الشكل ٥-٤) من اسطوانة جوفاء محكمة السد ذات قضيب معدني وفق محورها وهو المسرى المجمع (٥) . يطبق على هذا المسرى توتر عال ويوصل الوعاء (٤) الاسطواني بالأرض . وفي وسع الحجرات الاسطوانية الحساسة قياس تيارات صغيرة من مرتبة $10^{-18} - 10^{-13} \text{ A}$. ولجعل التيار المتسرب اقل من 10^{-18} A بكثير يطبق التوتر العالي على كل من المسرى المجمع والحلقة الحارسة (٣) المثبتة في وسط العازل



الشكل ٥ - ٤

الكهربائي (٢) . فيصبح فرق الكمون بين المسرى المجمع والحلقة الحارسة معدوما تقريبا وبالتالي يمر القسم الأكبر من التيار المتسرب من الحلقة الحارسة الى الوعاء الاسطواني دون اجتياز المقياس الغلفاني (١) . إن وجود الحلقة الحارسة يخفف المتطلبات المفروضة على المواد العازلة ويزيد دقة القياسات .

وأخيرا فإن الطراز الثالث لحجرات التأين هو الكروي . ويتألف من وعاء كروي معدني (المنيوم ، نحاس ، فولاذ) يوضع في مركزه كرية معدنية هي المسرى المجمع . ويطبق التوتر على الكرية عن طريق عازل زجاجي .

وتستعمل حجرات التأين في نظام نابض أو تيارى حسب الغرض منها وحسب تركيبها . فتستخدم الحجرات النابضة لتسجيل جسيمات مشحونة ثقيلة منفردة (بروتونات ، جسيمات α ، شظايا انشطارية ، الخ) . وبما أن التأين النوعي للجسيمات الخفيفة (الكترونات ، بوزترونات ، الخ) صغير نسبيا فإنه يتعذر تسجيلها بفعالية في الحجرات النابضة .

وتتميز الكواشف النابضة بما يسمى **زمن الفصل** τ_f وهو أقصر مدة تفصل بين دخول جسيمين متعاقبين الى الكاشف بحيث يتولد منهما نبضتان منفصلتان . وتسمح

معرفة τ_r بحساب مقدرة الفصل للكاشف النابض $N_r = 1/\tau_r$ وهي تشير الى العدد الاعظم من الجسيمات الذي يستطيع الكاشف تسجيله في وحدة الزمن .

اما حجلات التيار فتستخدم لقياس الشدة الوسطية لمختلف انواع الإشعاع فهذه الشدة متناسبة مع التيار الوسطي الذي يسري عبر الحجرة .

٥ - ٤ - العدادات التناسبية .

إن نبضات التوتر التي تولدها أشد حجلات التآين حساسية هي من الصغر بحيث يحتاج تسجيلها إلى تضخيم كبير . وتمتاز العدادات التناسبية على حجلات التآين بأن التآين الأولي يتضخم داخل العداد نفسه . وبما أن معامل التضخيم الغازي k يمكن أن يبلغ في المنطقة التناسبية $10^3 - 10^4$ فإن سعة نبضة التوتر المقابلة لتآين أولي معين في عداد تناسبي ، تتعدى مثلتها في حجرة تآين ب k مرة . ولهذا يمكن الاكتفاء بمضخم أبسط يوصل بالعداد التناسبي .



الشكل ٥ - ٥

وتصمم العدادات التناسبية بحيث يحصل على معامل تضخيم غازي كبير في عداد صغير الحجم ويعمل بتوتر كهربائي منخفض نسبياً . وقد تبين أن العدادات الأسطوانية هي الأنسب لهذا الغرض (الشكل ٥ - ٥) . ويتألف العداد من كاثود أسطواني ومن سلك معدني مشدود وفق المحور هو المسرى المجمع . يطبق التوتر بين الأنود (المسرى المجمع) والكاثود الموصل بالأرض .

إن الحقل الكهربائي بين مسري العداد الأسطواني غير منتظم ، وتناسب شدة الحقل E عكساً مع البعد r عن محور العداد وفق العلاقة الآتية :

$$E = \frac{U}{\ln \frac{R}{a}} \cdot \frac{1}{r} \quad (5-1)$$

حيث R نصف القطر الداخلي للأسطوانة ، a نصف قطر السلك المحوري و U التوتر المطبق على المسريين .

بعد أن يعبر جسيم مشحون العداد تتحرك الالكترونات المتحررة نحو المسرى المجمع . ونرى من المعادلة (5-1) أن الحقل الكهربائي يكون اقل شدة في النقاط البعيدة عن الأنود فتتصادم الالكترونات تصادمات مرنة مع جزيئات الغاز أي يحدث شيء مشابه لما يجري في حجات التاين . إلا أنه في **الحيز الحرج** ، وهو الفضاء الصغير المحيط بالسلك ، تزداد شدة الحقل E بسرعة ، وتتعدى طاقة الالكترونات المتسارعة طاقة العتبة E_{th} التي يبدأ عندها تأين الجزيئات . وفي هذه المنطقة بالذات يحدث التضخيم الغازي للشحنات ويصطدم وابل من الالكترونات بالمسرى المجمع .

يمكن الحصول على قيم كبيرة لـ k بتطبيق توتر $U \geq 1000 \text{ V}$. ويتراوح قطر السلك بين 0.5 و 3 ملم . ويختار الحد الأعلى لقطر السلك بحيث لا يكون التوتر المطبق عالياً دون ضرورة . أما الحد الأدنى فتحده متانة السلك الذي يصنع عادة من التنغستن أو الفولاذ ويصقل سطحه لأن أقل خشونة يمكن أن تشوه كثيراً الحقل الكهربائي قرب هذا السطح . يملأ العداد بغاز تحت ضغط يتراوح بين 50 - 760 mm Hg . وعندما ينقص الضغط يزيد مسار الالكترون في الغاز وتزيد معه الطاقة التي يقدمها الحقل الكهربائي للالكترونات . أي أنه إذا كان الضغط أخفض بدأ التضخيم الغازي تحت توتر أقل .

يلتقط الأنود الالكترونات السريعة الحركة في حوالي 10^{-7} s وفي خلال هذه المدة لا تتحرك الأيونات الموجبة الثقيلة في الحيز الحرج تحركاً ذا بال ، وتشكل غمداً مشحوناً إيجابياً حول السلك في ذلك الجزء من المنطقة الحرجة حيث مرّ الجسيم . وتضعف الأيونات الموجبة إضعافاً محسوساً الحقل الكهربائي في الحيز الحرج خلال زمن τ_d يسمى **الزمن الميت** في العداد .

وفي أثناء τ_d لا يحدث في الحقل الكهربائي الضعيف تضخيم غازي ذو بئال .
ولذلك إذا مرّ جسيم مشحون آخر عبر العداد التناسبي خلال الزمن τ_d فإن نبضة
التوتر (على المقاومة R) تكون اصغر من عتبة حساسية المضخم وبالتالي لا تسجل .
ويساوي الزمن الميت في العدادات التناسبية $\tau_d \gtrsim 10^{-5} \text{ s}$

وباقتراب الايونات الموجبة من الكاتود يسمى الحقل في الحيز الحرج إلى قيمته
الابتدائية . وبعد زمن معين τ_r يفدو k كبيرا إلى حد كاف لجعل سعة النبضة (على
R) تتعدى عتبة حساسية المضخم ويستطيع العداد الآن تسجيل جسيم جديد إذا
مرّ . وتعود الأمور في العداد إلى ما كانت عليه تماما بعد تعديل الايونات الموجبة على
الكاتود . يسمى الزمن τ_{rc} ، محسوباً من نهاية الزمن الميت ، الذي يستعيد العداد خلاله
خصائصه ، زمن الاستعادة . وفي العدادات التناسبية $\tau_{rc} \sim 10^{-4} \text{ s}$

يتوقف زمن الفصل τ_r في العداد على الزمن الميت τ_d وعلى عتبة حساسية
المضخم . وفي العدادات التناسبية $\tau_r \gtrsim 10^{-5} \text{ s}$ ومقدرة الفصل $N_r \gtrsim 10^5$
نبضة في الثانية .

يؤثر الغاز الذي يملأ العداد على سير الانفراغ فيه . فإذا كان الغاز سالبا كهربائيا
(O_2 ، Cl_2 ، الخ) كان زمن التقاط الأيونات السالبة أطول وكانت مقدرة الفصل للعداد
منخفضة . ولهذا تفضل الغازات الموجبة كهربائيا (أرغون ، الخ) إذ تسمح بالتقاط
سريع للإلكترونات على الأنود .

إلا أنه إذا ملئ العداد بالأرغون الصافي أمكن حدوث تكاثر وابلبي إضافي ، إذ
يمكن لأيونات الأرغون أن تقتلع الإلكترونات من معدن الكاتود عند اصطدامها به مولدة
ذرات أرغونية مثارة . وتصدر هذه الذرات ، عند عودتها إلى حالتها الأساسية ،
فوتونات في مجال طاقي عريض . وتستطيع الفوتونات فوق البنفسجية اقتلاع الإلكترونات
من هيكل العداد فتسبب هذه الإلكترونات انفراغا في الغاز (الانفراغ العاقب) ، الأمر
الذي يخفض نوعية العداد .

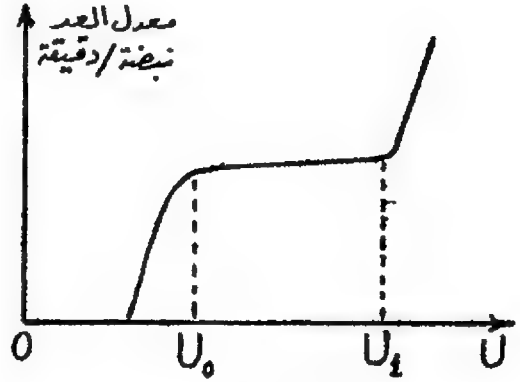
وهناك طريقتان « لإطفاء » الانفراغ العاقب وإخماده . وتقسم العدادات التناسبية، تبعاً للطريقة المستخدمة ، إلى عدادات ذاتية الإطفاء وعدادات غير ذاتية الإطفاء . تملأ الأخيرة بالهليوم أو الأرجون أو بغازات موجبة كهربائياً لا تطفئ الانفراغ العاقب . ويتخلص عندئذ من الآثار الثانوية بوسائل خارجية . وأبسط وسيلة هي وصل مقاومة على التسلسل مع منبع التوتر ومسري العداد . فإذا كانت المقاومة لا تقل عن $10^9 \Omega$ فإن التوتر عند الآنود ينقص نقصاً محسوساً خلال $10^{-2} \text{ s} - 10^{-3} \text{ s}$. وفي أثناء هذه البرهة الزمنية الطويلة تختفي ذرات الغاز المثارة ولا ينشأ انفراغ عاقب . هذا ويمكن استعمال العدادات غير ذاتية الإطفاء لمدة طويلة من الزمن إلا أن زمن الفصل فيها كبير ويمكن أن يبلغ 10^{-2} s .

أما العدادات ذاتية الإطفاء فتملأ بمزيج من ذرات الأرجون وجزيئات غاز متعدد الذرات [غول (كحول) ، ميثان ، الخ] . ويكون تركيز هذه الجزيئات في المزيج حوالي ١٠ - ١٥ ٪ . تمتص الغازات المتعددة الذرات الأشعة فوق البنفسجية امتصاصاً جيداً . وعندما يصطدم جزيء الغاز المتعدد الذرات بأيون الأرجون يتخلى له بسهولة عن الكترون وبذلك يعدله . وعند الكاتود يقطع الأيون الجزيئي الثقيل الكتروناً من المعدن متحولاً إلى جزيء مثار . إن عمر مثل هذه الجزيئات المثارة ، في ما يتعلق بتحللها (تفككها) إلى ذراتها المكونة ، أقصر بمئة مرة من زمن إصدار فوتون . وتكون النتيجة أن طاقة إثارة كافة الجزيئات تقريباً تستهلك في التحلل وليس في إصدار فوتونات .

يقاس عمر العداد التناسبي بعدد الجسيمات التي يستطيع تسجيلها . ففي العدادات غير ذاتية الإطفاء لا يغير الانفراغ تركيب الغاز ولهذا يتعين عمر هذه العدادات من عيوب التصميم (مثل عدم إحكام سدّ العداد لمنع تسرب الغاز ، الخ) . أما في العدادات ذاتية الإطفاء فإن تسجيل جسيم واحد يقتضي تفكك حوالي 10^5 جزيئاً متعدد الذرات . وبما أن غاز العداد لا يحتوي أكثر من 10^{20} جزيئاً متعدد الذرات فإن العداد ذاتي الإطفاء يستطيع تسجيل حوالي 10^{15} جسيماً فقط وهذا ما يحدد عمر العداد .

إن أحد المميزات الأساسية للعداد التناسبي هو المنحني المميز لعدده (الشكل ٥ - ٦) . وهو يبين تبعية معدل العد

للتوتر المطبق على المسريين في حالة شدة ثابتة للأشعاع الذي يخترق العداد وعتبة معينة لحساسية المضخم . ويكون مميز العد بين التوترين U_0 و U_1 أفقياً تقريباً (يسمى هذا الجزء السواء) أي أن معدل العد ثابت . تتناسب سعة النبضة مع التاين الأولي الذي يتوقف على اتجاه حركة الجسيم في الغاز .



الشكل ٥ - ٦

وتتوقف أطوال مسارات الجسيمات في الغاز على اتجاهها وهذا ما يسبب التفاوت في ساعات النبضات . وكلما زاد تفاوت الساعات زاد التوتر U_0 . وفي حالة عتبة معينة لحساسية المضخم تتوقف قيمة U_0 على طبيعة الأشعاع وهي أصغر في حالة جسيمات α منها في حالة جسيمات β لأن التاين النوعي الذي تحدثه جسيمات β في الغاز أصغر بكثير من التاين النوعي لجسيمات α . فإذا خفضت عتبة المضخم انزاح U_0 نحو قيم أصغر .

إن للسواء ميلاً خفيفاً بالنسبة إلى محور التوتر . ويميز هذا الميل التفسير النسبي لمعدل العد المقابل لمئة فولت : $S = \frac{(C_1 - C_0) 100}{(U_1 - U_0)}$ حيث C_0 معدل العد المقابل لبداية السواء و C_1 معدل العد المقابل لنهايته . وهو يساوي بالتقريب ١٠٠٪ مئة فولت وينجم عن الانفراغات التي تسببها جسيمات من منابع خارجية .

تستعمل العدادات التناسبية بعد تطبيق توترات تقابل السواء . وتستخدم لتسجيل الجسيمات المشحونة والنترونات وكذلك لقياس الطيوف الطاقة ونشاط منابع الإشعاع .

لاستخدم عمليا منطقة التناسب المحدود عند استعمال العدادات المملوءة بالغاز لأن معامل التضخيم الغازي في هذه المنطقة يتوقف على التوتر وعلى التأين الأولي ، الأمر الذي يجعل العداد غير ملائم لتسجيل الإشعاع .

تسمى العدادات التي تعمل في منطقة غايغر عدادات غايغر - مولر تخليدا لاسمي مخترعها . ولا يختلف تصميمها كثيرا عن العدادات التناسبية . ومع ذلك فإن التوتر المطبق اكبر ، ونتيجة لهذا تكون المنطقة (الحيز) الحرجة اعرض ويمكن ان يبلغ معامل التضخيم الغازي القيمة 10^{10} . إن عداد غايغر - مولر هو إذن اشد الكواشف المملوءة بالغاز حساسية وهو يعطي نبضات توتر قوية يمكن ان تبلغ سعتها 50 V .

يتشكل خلال التكاثر الوابلي للالكترونات عدد ضخم من الايونات والجزيئات المثارة . وتصدر هذه الجزيئات المثارة اشعة فوق بنفسجية شديدة تنتزع فوتوناتها الالكترونات من معدن الكاثود ومن جزيئات الغاز . وتسبب هذه الالكترونات تكاثرا إلكترونيا جديدا فيملا الان فراغ بسرعة كامل حجم العداد .

يتشكل حول الأنود ، بعد التقاط الالكترونات ، غمد كثيف من الايونات الموجبة . ولهذا تضعف شدة الحقل قرب الأنود . وفي الواقع يغدو قطر الأنود ، لبعض الوقت ، مساويا قطر الحيز الحرج . فيصبح بالتالي التوتر المطبق على المسريين غير كاف لحدوث تكاثر وابللي للالكترونات . وتتعاذل هذه الايونات الموجبة على الكاثود فتصدر خلال هذه العملية اشعة فوق بنفسجية تنتزع الالكترونات من معدن الكاثود . وبعد بداية الان فراغ بحوالي 10^{-4} ثانية ينشأ « الان فراغ العاقب » في العداد ، ويطفا بنفس الطريقة كما في العدادات التناسبية أي باللجوء الى دارات خارجية او بإضافة جزيئات متعددة الذرات لغاز العداد .

إن كلا من الزمن الميت وزمن الاستعادة وزمن الفصل في عدادات غايغر - مولر قريب من 10^{-4} ثانية . وعمر هذه العدادات ، إذا كانت ذاتية الإطفاء ، ليس طويلا جدا . فلا يضاف إلى الغاز الذي يملؤها أكثر من 10^{20} جزيء غولي (كحولي) . ويتفكك

منها في كل ان فراغ حوالي 10^{10} ، فلا يمكن والحالة هذه تسجيل أكثر من 10^{10} جسيم مشحون .

يمكن إطالة عمر العدادات الذاتية الإطفاء بملئها بغاز خامل (نيون ، أرغون) ومزجه بقليل من عنصر هالوجيني (كلور ، بروم) . تسمى العدادات التي تحوي مزيجا كهذا **العدادات الهالوجينية** .

تتخلى جزيئات الهالوجين الثنائية الذرة بسهولة عن أحد إلكتروناتها إلى أيونات الغاز الخامل التي تتصادم معها وتصبح أيونات مشحونة إيجابا تتحول ، عند تعادلها على الكاثود ، إلى جزيئات مثارة تنفك إلى ذراتها المكونة . أي أن الهالوجينات تؤدي دور الغاز المطفئ . ولكن ، خلافا لذرات الغازات المطفئة الأخرى ، تتحد الذرات الهالوجينية من جديد أثناء التصادم فتبقى بذلك كمية الجزيئات المطفئة في العداد ثابتة .

إلا أن الهالوجينات مواد فعالة كيميائيا الأمر الذي يحد إمكان اختيار المواد المستخدمة في صنع جسم العداد . ففي حين يمكن استخدام الألمنيوم أو الزجاج أو النحاس لصنع العدادات العادية نجد أن الفولاذ غير القابل للصدأ هو المادة المستعملة عادة لصنع العدادات الهالوجينية .

يشبه المنحني المميز للعد ، الخاص بعدادات غايغر - مولر ، مميز العدادات التناسبية . فيعمل العداد في منطقة التناسب المحدود حتى توتر العتبة U_0 . وتتوقف عندئذ سعة النبضة على التأين الأولي . ولا تسجل الدارة الخارجية إلا تلك النبضات التي تتجاوز ساعاتها عتبة حساسية المضخم . ومع زيادة التوتر المطبق تغدو ساعات كافة النبضات أكبر ويزداد معدل العد . فإذا تجاوز التوتر قيمة العتبة U_0 أحدثت كافة الجسيمات نبضات تتعدى ساعاتها عتبة حساسية الدارة الخارجية وسجلت النبضات جميعا .

يتوقف توتر العتبة على طبيعة الغاز في العداد . ويلاحظ أدنى توتر (350 - 400 V) في العدادات الهالوجينية المملوءة بالنيون المزوج بالأرغون (ا.ر . %) وهالوجين (ا.ر . %) . أما العدادات المملوءة بغازات أخرى فتعمل منذ 800 - 1300 V .

إن سواء مميز العد ، الخاص بعدادات غايغر - مولر ، هو نفسه لكافة أنواع الإشعاع لأن سعة النبضة مستقلة عن التاين الأولي . ويمكن أن يبلغ طول السواء بضع مئات الفولتات . وينجم الميل الخفيف للسواء عن العد الزائف (النبضات الزائفة) الذي لا علاقة له بالجسيمات المدروسة . فيمكن أن ينجم العد الزائف عن الإلكترونات التي ينتزعها من الكاثود الحقل الكهربائي أو الفوتونات . وبازدياد التوتر المطبق يزداد أيضا عدد النبضات الزائفة ويزداد معدل العد $3 - 4$ ٪ لكل مئة فولت .

إن وجود السواء في مميز العد يجعل عداد غايغر - مولر كاشفا مناسباً . فإذا اختير توتر عمل العداد قرب منتصف السواء صار معدل العد مستقراً . ولا يكون للتغيرات العشوائية الصغيرة للتوتر المطبق على السريين تأثير ذو بال في معدل العد .

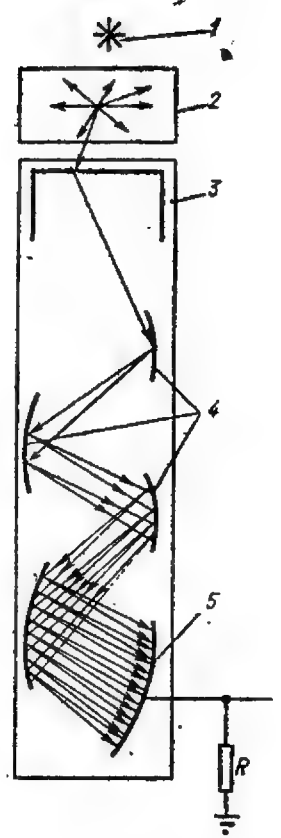
وعند نهاية السواء يبدأ معدل العد بالازدياد بسرعة . ومتى تجاوز التوتر القيمة U_1 تبدأ الانفراغات الطوعية بالرجحان والقلبة . ويؤدي استمرار عمل العداد في منطقة الانفراغات الطوعية (التلقائية) إلى فساد .

تستعمل عدادات غايغر - مولر لقياس كوانتات γ وجسيمات β و α . وتكون سعة النبضة من الكبر بحيث يستغنى عن المضخمات أحيانا وترسل النبضات إلى المسجل (المعداد) مباشرة . ولهذا فإن المعدات المشتملة على عدادات غايغر - مولر بسيطة عادة وقابلة للحمل .

٥ - ٦ - عداد الوميض

تستهلك طاقة الجسيمات السريعة في تأيين جزيئات الوسط المادي وإثارتها . وفي طريقة الوميض تولد **الجزيئات الماثرة** الإشارات الواجب تسجيلها . وفي بعض المواد الشفافة السماة **الوامضات** يقع جزء من الإشاعات التي تصدرها الجزيئات الماثرة في المنطقة المرئية من الطيف . ويمكن أن يرافق عبور الجسيم للمادة الوامضة صدور وميض ضوئي (ومضة) . إن نسبة الطاقة الضوئية التي يصدرها الوامض إلى الطاقة الممتصة من الجسيم هي ما يسمى **كفاية التحويل** الخاصة بالوامض .

يتألف عداد الوميض من جزأين أساسيين (الشكل ٥ - ٧) ، هما الوامض والمضاعف الفوتوكهربائي . وتضاف إلى الوامض كمية صغيرة من مادة منشطة لزيادة كفاية التحويل . ويوضع عادة رمز المادة المنشطة بين قوسين بعد رمز الوامض . فمثلا معنى NaI (Tl) ان يود الصوديوم قد اشرب التاليوم . فإذا مرّ جسيم (١) عبر الوامض (٢) صدر عادة وميض ضوئي ووقع جزء منه على كاثود المضاعف الفوتوكهربائي (٣) واقتلع منه الكترونات . يصنع الكاثود من مواد حساسة للضوء وذات كفاية عالية لإصدار الالكترونات . فكاثود الإثمد - سزيوم مثلا يصدر ٨ - ١٥ إلكترونات مقابل كل مئة فوتون تسقط عليه .



الشكل ٥ - ٧

يحتوي المضاعف الفوتوكهربائي على ٨ - ١٣ مسرى (٤) يسمى واحدها دينودا ، وترتب على التوالي . يوزع التوتر (1500 - 2500 V) المطبق بين الكاثود والآنود على الدينودات بواسطة مجزئ ذي مقاومات . تسرع الالكترونات المنبعثة من الكاثود إلى 150 - 200 eV لتصطدم بالدينود الأول فيقتلع كل منها وسطياً $\sigma = 2 - 4$ إلكترونات ثانوية . وتسرع هذه بدورها ويقتلع كل منها σ الكترونات من الدينود الثاني ، وهكذا . فإذا اصطدم بالدينود الأول N الكترونات فإن العدد الكلي للالكترونات التي يلتقطها الآنود من الدينود ذي الرقم n هو $N \sigma^n$ يسمى $k = \sigma^n$ معامل تضخيم المضاعف الفوتوكهربائي وهو يتوقف على مادة الدينودات وعددها في المضاعف والتوتر الكهربائي بينها . ويقع k في المضاعفات الحديثة بين 10^4 و 10^7 .

تقاس النبضات الكهربائية الخارجة من المضاعف بفضل المقاومة R . وتضخم النبضات قبل إرسالها إلى المسجل إذا كانت ضعيفة .

يصنع الوامض من مادة عضوية أو لا عضوية ذات شفافية عالية للضوء المنبعث . وهذه إحدى المميزات الأساسية الواجب توافرها في الوامض . فكلما كبرت كمية الضوء التي يصدرها الوامض كان عدد الإلكترونات التي يطلقها الفوتو كاثود أكبر .

هناك شيء آخر يميز الوامض وهو زمن الاضمحلال ضوئيه . فالجسيم يحتاج الوامض في حوالي 10^{-10} ثانية ثم يعقب ذلك انبعاث الومضة . ولجعل زمن الفصل في حده الأدنى يختار الوامض بحيث يكون زمن الاضمحلال $10^{-9} - 10^{-6}$ ثانية .

تستعمل عدادات الوميض لقياس مختلف أنواع الإشعاع المدروس . فيتميز الوامض (Ag) ZnS مثلاً بحساسية عالية لجسيمات α ويمكن استعماله لتسجيل جسيمات α التي ترافقها إلكترونات أو كوانتات γ .

أما الوامض NaI (Tl) فهو ملائم لعدادات كوانتات γ . فكثافته (المطلقة) عالية بما يكفي : ٣٦٧ غ/سم^٣ . هذا وإن وجود اليود ($Z = 53$) في بلورة الوامض يرفع كفاية عدّ كوانتات γ إلى ٦٠٪ في حين أن كفاية عدادات غايغر - مولر لكوانتات γ هي ١ - ٢٪ فقط .

تغير زمن الفصل في عدادات الوميض بين $10^{-8} - 10^{-5}$ ثانية ، الأمر الذي يسمح بالحصول على معدل عد أعلى بقدر محسوس من معدلات العدادات المملوءة بالفاز .

وتكون شدة الومضة الضوئية في بعض الوامضات مثل NaI (Tl) والانتراسين ، الخ ، متناسبة مع كمية الطاقة الممتصة . ولهذا يمكن استعمال عدادات الوميض في مقياس الطيف لكوانتات γ والإلكترونات أو الجسيمات الأخرى . ولا يتجاوز الفصل الطاقى في المطاييف الومضية ٧٥ - ١٠٪ .

الفصل السادس

المسرّعات

تسرّع الجسيمات المشحونة بتأثير الحقول الكهربائية فيها . وهناك طرائق مختلفة كثيرة لبلوغ هذا الهدف . وسنعرض فيما يلي مبادئ الطرائق الأساسية .

٦ - ١ - السرعات المستقيمة

(١) مولّد فان دي غراف الكهراكندي (Van de Graaff)

صنع فان دي غراف هذا المولد في عام ١٩٣١ للحصول على كمونات كهربائية عالية جداً . ويصلح هذا الجهاز لتسريع الالكترونات والبروتونات والايونات ، الخ ، وإكسابها سرعة كبيرة أي طاقة حركية عالية . ومن المعروف أن الجسيم المكهرب ذا الشحنة q يكتسب ، إذا مرّ في حقل كهربائي عبر فرق الكمون U ، الطاقة الحركية qU . فإذا كان $q = e$ (شحنة أولية واحدة) كانت الطاقة UeV وإذا أريد إكساب الجسيمات طاقات عالية تقدر بالـ MeV وجب توليد فروق في الكمون U تقدر بالـ MV (ملايين الفولتات) .

يمثل الشكل (٦ - ١) مخطط مولد فان دي غراف .

وهو يتألف من ناقل P (يشبه نصف كرة فارغة)

محمول على عمود فارغ عازل . ينشأ الكمون العالي على

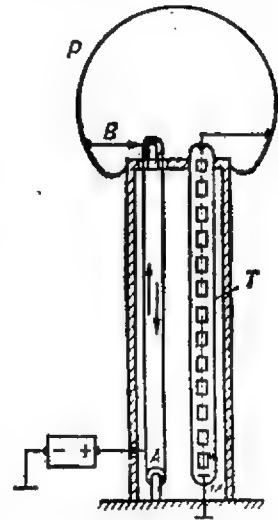
الناقل نتيجة تراكم الشحنات الكهربائية الآتية من مولد

التوتر (فرق الكمون) ، المستمر والمنخفض نسبياً

($20 - 50 kV$) ؛ وتنتقل هذه الشحنات ، بفضل

ناقل يشبه المشط A ، إلى سير عازل « لانهازي » دون

أن يمسّه المشط (خاصة الرؤوس المؤنفة) . ويتحرك



الشكل ٦ - ١

السر باستمرار صعودا وهبوطا داخل العمود العازل بواسطة محرك كهربائي . يلتقط ناقل آخر يشبه المشط B الشحنات من السير ، دون أن يمسه أيضا ، ويوصلها للناقل نصف الكروي المتصل به فتتراكم الشحنات على السطح الكروي الخارجي ، ويتزايد كمون هذا الناقل باستمرار الى أن يبلغ حده الأعلى U_m الذي يتوقف على الصلادة العزلية للوسط العازل الذي يغمر الناقل . (الصلادة العزلية هي شدة الحقل الكهربائي ، في الجوار المباشر لسطح الناقل ، اللازمة لإحداث ان فراغ كهربائي انفجاري عبر العازل الملاصق للناقل . فالصلادة العزلية في الهواء تحت الضغط الجوي هي 3 MV/m وتزداد بازدياد الضغط) . كما يتوقف U_m على الان فراغات التي تحدث على طول السير الذي يحمل الشحنات الكهربائية . ففي حالة ناقل كروي منعزل في الفضاء (أي بعيد جدا عن الأجسام الأخرى) تعطى شحنة الناقل Q المقابلة للكمون الحدي U_m بالعلاقة : $U_m = kQ/R$ حيث R نصف قطر الناقل . وترتبط Q هذه بالحقل الحدي (الصلادة العزلية) بالعلاقة : $E_m = kQ/R^2$ فيكون :

$$U_m = E_m \cdot R \quad (6-1)$$

ونرى أنه لزيادة U_m يجب زيادة R . فإذا كان $R = 1 \text{ m}$ كان U_m (في الهواء) مساويا (نظريا !) : $U_m = 3 \text{ MV}$. هذا وقد أمكن ، بزيادة R وغمر الناقل الكروي بغاز مناسب تحت ضغط يساوي ١٠ - ٢٠ ضغطا جويا ، الحصول على كمون عال يبلغ $8 - 10 \text{ MV}$.

أما تسريع الجسيمات فيجري (راجع الشكل) ضمن الأنابيب T المغلق والمختلى من الهواء (الإخلاء حتى 10^{-5} mm Hg ضروري لمنع تصادم الجسيمات المسرعة وكذلك لمنع الان فراغ الكهربائي داخل الأنابيب) . يصنع الأنابيب T من الزجاج أو الخزف ويثبت في أحد طرفيه منبع الجسيمات ، وفي الطرف الآخر الهدف M الذي يراد للجسيمات أن تصدمه . كما يثبت داخل الأنابيب مجموعة من المساري الأنبوبية ، ويوزع فرق الكمون العالي بانتظام بين منبع الجسيمات والمساري والهدف بواسطة

مجزئ ذي مقاومات . وتفيد المساري الانبوبية في تبثير الجسيمات المسرعة (بالإضافة إلى توزيع التوتر توزيعا منتظما يكفل عدم حدوث انفراغات انفجارية تصدع الأنبوب T) .

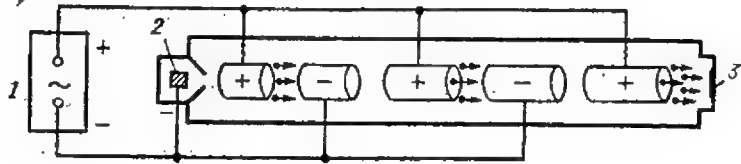
تحصل الجسيمات المنبثقة من المنبع على أول دفعة من الطاقة عند اجتيازها الفجوة التي تفصل المنبع عن المسرى الانبوبي الأول ثم تدخل هذا المسرى مستمرة في حركتها على خط مستقيم بالعطالة لأن الحقل الكهربائي معدوم ضمن المسرى . ويحدث التسارع الثاني في الفجوة الثانية بين المسرين الأول والثاني وتزداد الطاقة الحركية وهكذا حتى تبلغ الجسيمات هدفها M .

ومن مزايا مولد فان دي غراف قدرته على توليد حزمة مستقرة من الجسيمات طاقاتها متساوية ويمكن بسهولة التحكم في قيمتها . وكذلك إمكان الحصول على تيار كهربائي جسيמי يبلغ من الشدة 0,1 m A !

أما عيب هذا المولد فهو القيمة الصغيرة نسبيا ، التي يمكن للطاقة بلوغها (8 - 10 MeV) .

ب - المسرع التجاوبي المستقيم (الخطي)

في هذا المسرع تتسارع الجسيمات عندما تجتاز الفجوات الفاصلة بين المساري الانبوبية (الشكل ٦ - ٢) حيث يوجد الحقل الكهربائي الناجم عن فرق الكمون .



الشكل ٦ - ٢

١ - المولد ، ٢ - منبع الجسيمات ، ٣ - الهدف

وهناك مولد عالي التواتر هو الذي يولد فرق الكمون المطبق على المساري . ويزيد طول هذه المساري ، في اتجاه حركة الجسيمات المتزايدة السرعة ، بحيث يبقى زمن الحركة العطالية للجسيمات داخل أي من المساري واحداً ومساوياً نصف دور تردد الكمون العالي التواتر .

توصل المساري ذات الأرقام الفردية إلى أحد مربطي المولد ، وتوصل الزوجية إلى المربط الآخر. لتتأمل جسما موجبا يعبر الفجوة بين المسريين الأول والثاني . ففي هذه اللحظة يكون كمون المساري الفردية موجبا وكمون الزوجية سالبا فينجذب الجسم إلى المسري الثاني و يتسارع . وعندما يدخل الجسم المسري الثاني يتحرك ضمنه بالمعطالة على خط مستقيم وبسرعة ثابتة . وحين يفادده يكون كمون المساري الفردية قد أصبح سالبا وكمون الزوجية موجبا فينجذب الجسم إلى المسري الثالث ويتسارع وتزداد طاقته وهكذا .

لنذكر أخيرا أن أول مسرع من هذا النوع صممه وصنعه Sloan و Lawrence في عام ١٩٣١ . وكان توتر المولد 42 kV وتواتره 10 M Hz وبلغت طاقة أيونات الزئبق المسرعة 1.3 MeV وكان طول أنبوب المسرع أقل من متر .

أما في المسرعات التجاوبية المستقيمة الحديثة فيمكن إكساب الجسيمات طاقة تصل إلى 2 GeV (إلكترونات) وبضع مئات الـ MeV (جسيمات ثقيلة) .

٦ - ٢ - السرعات الدائرية (المرحوية)

١) السيكلوترون و السنكروترون

إذا تحرك جسم مشحون في حقل مغنطيسي منتظم بحيث يعامد شعاع سرعته \vec{v} خطوط الحقل \vec{B} خضع إلى قوة تعامد الشعاعين \vec{v} و \vec{B} وكان مساره دائريا وبقيت القيمة العددية لسرعته ثابتة . فإذا كان m كتلة الجسم و q شحنته كان نصف قطر المسار الدائري :

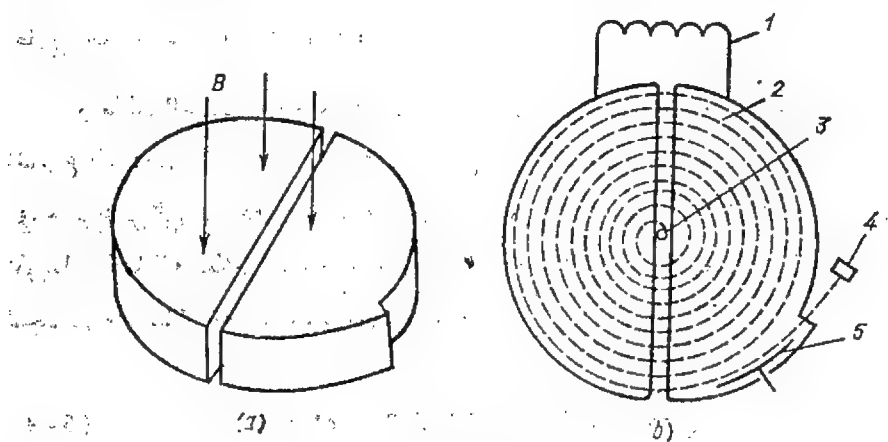
$$r = m v / q B \quad (6-2)$$

أما تواتر الدوران ν فيساوي خارج قسمة السرعة الخطية v على طول محيط المسار :

$$\nu = q B / 2 \pi m \quad (6-3)$$

ويشير التواتر ν إلى عدد دورات الجسيم في وحدة الزمن t ، ويبقى ν مستقلاً عن سرعة الجسيم ما بقيت كتلته m ثابتة . ويستفاد من هذه الخاصية في تسريع الجسيمات في السكوترون .

يتألف السكوترون من مسريين أجوفين (كأنهما شطراً على أسطوانية قصيرة) مثبتين بين قطبي مغناطيس كهربائي بحيث يفمرهما حقل مغناطيسي منتظم B



الشكل ٦-٣

١- مولد عالي التواتر ، ٢- مسار الجسيم ، ٣- منبع الجسيمات ، ٤- الهدف ، ٥- المرى الحارف (الشكل ٦-٣-١) ، ويطبق عليهما توتر ، منخفض نسبياً ، من مولد عالي التواتر . وهناك في الفجوة بينهما منبع الايونات الموجبة . ويوضع المسريان ومنبع الايونات في حجرة مخلّلة (ضغط الهواء فيها حوالي 10^{-8} mm Hg) .

→ لنفترض ان شعاع سرعة الجسيم ν يقع في مستوى الشكل وان الشعاع B

يعامد ν وموجه الى جهة الابتعاد عن القارئ وان يكون المرى الايمن موجب . تتسارع الايونات الموجبة المنبعثة من المنبع في الفجوة وتدخل المرى الايسر حيث تتحرك بسرعة ثابتة على مسار دائري (ينتقى معدن المسريين بحيث تبلغ شدة الحقل B في جوفيهما اكبر قيمة ممكنة ، اما الحقل الكهربائي فمعدوم في جوف الناقل مهما

كان معدته) ويختار تواتر المولد بحيث يساوي تواتر دوران الأيونات (تجاوب) . وبعد أن تدور الأيونات نصف دورة تدخل ثانية الفجوة بين المسريين ويكون كمون المسرى الأيسر عندئذ موجبا فتتسارع من جديد . ونلاحظ أن سرعة الجسيم (الأيون)، وبالتالي طاقته الحركية وكذلك نصف قطر مساره (انظر العلاقة 2-6) يزداد كلما اجتاز الفجوة . ولهذا تتحرك الجسيمات على مسار شبه لولبي (الشكل ٦-٣ ب) . ومتى بلغ الجسيم حافة المسرى الأيمن أخرج من مساره (بواسطة حقل كهربائي) الى خارج حجرة الخلاء ليصدم الهدف .

وبما أن الجسيمات تتحرك على دوائر فإن أبعاد السكلوترون اصغر بكثير من ابعاد المسرع المستقيم (الحديث ! الذي قد يبلغ طوله ستين مترا) : فقطر قطب المغنطيس في مسرع بركلي Berkeley الذي يسرع البروتونات حتى 40 MeV هو متر ونصف تقريبا . كما انه يمكن استعمال توترات منخفضة نسبيا . وتكون الطاقة الحركية للجسيم عند مقاديره السكلوترون مساوية :

$$E_k = m v^2/2 = (B^2 R^2/2) (q^2/m) \quad (6-4)$$

حيث R نصف قطر الجزء الاخير من المسار الدائري .

ويمكن التعبير عن هذه الطاقة بدلالة تواتر المولد ν فنجد :

$$E_k = 2 \pi^2 R^2 \nu^2 m \quad (6-5)$$

وبالامكان ، عند تشغيل السكلوترون ، الإبقاء على الحقل B ثابتا وتغيير تواتر المولد حتى يبلغ القيمة التجاوبية (3-6) . إلا أن تواتر المولد هو الذي يجعل ثابتا عادة وتعديل شدة التيار في ملفات المغنطيس حتى يبلغ B القيمة التجاوبية . ونرى عندئذ من (3-6) ؛ نظرا لكون $\nu = Cte$ انه إذا أريد تسريع جسيم يحمل الشحنة q نفسها ولكن كتلته $m' = 2m$ وجب مضاعفة شدة الحقل B . وفي هذه

الحالة يفادر الجسيم m' السكلوترون حاملا طاقة حركية $E'_k = 2 E_k$ بسبب تناسب الطاقة الحركية مع m (انظر 5-6) .

تدور الجسيمات في السكلوترون عددا كبيرا (بضع مئات) من المرات . فإذا كان U التوتر المطبق على المسريين (في لحظة تسريع الجسيمات) ، و n عدد الدورات التي يقوم بها الجسيم فإن طاقته الحركية E_k عند مغادرته الجهاز تساوي :

$$E_k = 2 n . q U = \text{Const} \quad (6-6)$$

اي انه إذا طبق على المسريين توتر U منخفض نسبيا قامت الجسيمات ، قبل مغادرة السكلوترون بعدد من الدورات اكبر من عددها فيما لو طبق توتر أعلى .

وتزداد كتلة الجسيم ازديادا محسوسا عندما تبلغ سرعته قيمة كبيرة ($v/c > 0,2$) . فمثلا تزداد كتلة البروتون ذي الطاقة 25 MeV بمقدار ٢ ٪ على كتلته السكونية . ومع تزايد كتلة الجسيم يتناقص تواتر دورانه (العلاقة 3-6) فيصل الى الفجوة بين المسريين متأخرا عن اللحظة التي يكون فيها التوتر U اعظمية . ويحصل عندئذ من الحقل الكهربائي على كمية من الطاقة اقل مما كانت عليه . ويزيد التأخر بمرور الوقت إلى درجة أن الجسيم يجتاز الحقل الكهربائي عندما تكون جهته معاكسة لسرعة الجسيم فيبدأ بالتباطؤ . ولتجنب هذا الأمر يجب إخراج الجسيم من السكلوترون عندما تبدأ كتلته بالتغير تغيرا محسوسا . وهذا ما يفعله المسري الحارف (الشكل ٦ - ٣ - ب) الذي يولد حقلًا كهربائيًا إضافيًا . وهكذا فإن هناك حدا للطاقة لا يمكن في السكلوترون تجاوزه (حوالي 40 MeV للبروتونات) .

يمكن التخلص من هذا القيد إذا أمكن جعل تواتر الحقل الكهربائي المسرع يتناقص تدريجيا بحيث يساوي ، في كل لحظة ، تواتر دوران الجسيم . عندئذ يجتاز الجسيم الفجوة (الحقل المسرع) في اللحظة المناسبة مهما كانت طاقته ! يسمى المسرع الذي يتمتع بهذه الخاصة سنكروترون (أو فازوترون) . ويستطيع فازوترون

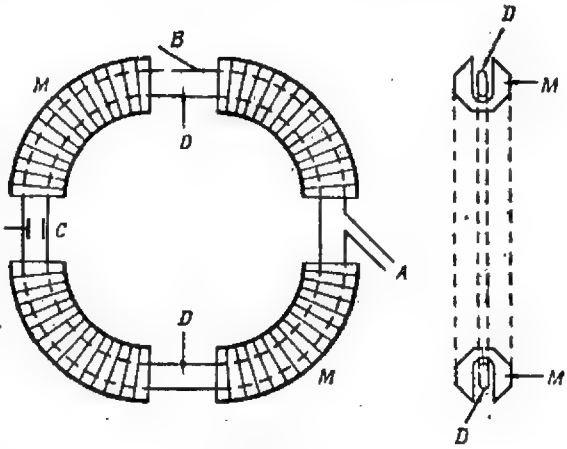
دوبينا (الاتحاد السوفيتي) تسريع البروتونات حتى 680 MeV (والديتونات الى 420 MeV وجسيمات α الى 840 MeV) وبلغ قطر قطب مغنطيسه ستة امتار ، ويزن هذا المغنطيس الهائل سبعة آلاف طن ! اما فازوترون بركلي (جامعة كاليفورنيا ، (الولايات المتحدة الأمريكية) فيسرع البروتونات حتى 730 MeV ! والديتونات إلى 445 MeV وجسيمات α الى 890 MeV .

ب - السنكروترون البروتوني

إذا اريد تسريع البروتونات الى طاقات تتعدى $1000 \text{ MeV} = 1 \text{ GeV}$ فليس من الحكمة التفكير في صنع مسرّع من نوع الفازوترون إذ يلزم مغنطيس جبار يستهلك كميات كبيرة جدا من الطاقة . فللحصول في الفازوترون على بروتونات طاقتها $E \approx 10 \text{ GeV}$ يلزم مغنطيس وزنه مليون طن ! ولهذا كان من الضروري ابتكار طرائق جديدة للوصول بطاقات البروتونات الى قيم عالية . وقد تم حل هذه المسألة في السنكروترون (أو سنكروفازوترون) .

تسرع البروتونات في حجرة مخلاة لها شكل حلقة (كمكة) موضوعة داخل مغنطيس دائري (حلقي) . ويتألف المغنطيس من أربعة اقسام (الشكل ٦ - ٤) تصل بينها قطاعات مستقيمة خالية من الحقل المغنطيسي . ويركب المجاوب الكهربائي في احد القطاعات المستقيمة .

تسرع البروتونات في البداية الى بضعة MeV في مسرّع مستقيم ثم تدخل في احد القطاعات المستقيمة (A) من الحجرة الحلقية . تغير شدة الحقل المغنطيسي بمعدل يحقق حركة البروتونات قرب مسار مستقر . وبما ان سرعة البروتون تتزايد باستمرار في البداية (جسيم لانسبوي) بينما مساره ثابت



الشكل ٦ - ٤

A - مدخل البروتونات ، B - مخرج البروتونات
C - المجاوب D - حجرة الخلاء ، M - المغنطيس
الدائري .

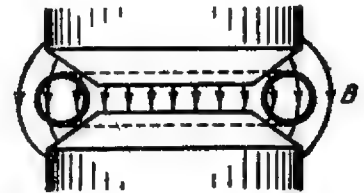
فإن تواتر دورانه يزداد أيضا ولهذا يزداد تواتر الحقل الكهربائي المسرع بحيث يستمر الجسم في اكتساب الطاقة . وعندما تقترب سرعة البروتون من سرعة النور في الخلاء (جسم نسبي) فإن التغير في سرعته يقدو ضئيلا ولهذا يثبت حينئذ تواتر الحقل الكهربائي بينما يستمر في زيادة الحقل المغنطيسي . وأخيرا يحرف البروتون عن مساره في القطاع (B) .

صنع أول جهاز من هذا النوع في بروك هافن - الولايات المتحدة الأمريكية (عام ١٩٥٢) وسمي **كوشموترون** لأن طاقة البروتونات (3 GeV) من مرتبة طاقة بروتونات الأشعة الكونية . وكان القطر الخارجي للمغنطيس مساويا عشرين مترا ووزنه الذي طن . وفي عام ١٩٥٧ بدأ جهاز آخر عمله في دوبنا (الاتحاد السوفيتي) : القطر الخارجي للمغنطيس ٥٦ مترا ووزنه ٣٦٠٠٠ طن ! ويستهلك ، عندما يعمل ، استطاعة قدرها 142 MW ! ويعطي بروتونات طاقتها 10 GeV ثم صنع في سويسرة جهاز طاقة بروتوناته 30 GeV ، وفي الاتحاد السوفيتي (سربوخوف) جهاز طاقة بروتوناته 76 GeV (القطر الوسطي لهذا المسرع ٤٧٠ مترا ! ووزن مغنطيسه ٢٢٠٠٠ طن) . وأخيرا صنع في الولايات المتحدة (باتافيا) جهاز يعطي بروتونات تصل طاقتها إلى 400 GeV .

ج - البيئاترون

لا يصلح السكلترون لتسريع الالكترونات لأن ازدياد كتلتها يتجلى بمجرد أن تبلغ طاقتها 10 keV . وللحصول على الكترونات عالية الطاقة يستعمل مسرع خاص يسمى البيئاترون يعمل بطريقة تذكر بالمحولة الكهربائية . ففي المحولة ملفان (وشيعةتان) يحيطان بالنواة الحديدية . فإذا أرسل تيار متناوب في الملف الأولي نشأ في النواة حقل مغنطيسي متناوب يولد قوة محرركة كهربائية تحريضية في الملف الثانوي الذي يسري فيه تيار كهربائي إذا كانت دارته مغلقة .

يستعاض في البيئاترون عن الملف الثانوي بحجرة حلقة الشكل من الزجاج أو الخزف ، مخللة من الهواء (الضغط فيها حوالي 10^{-6} mm Hg) وموضوعة بين قطبي المغنطيس (الشكل ٦ - ٥) . يقذف « مدفع الكتروني » مكون من فتيل متوهج من التنفستن ومن مسار للتبشير والتسريع ، « دفعة » من الالكترونات طاقتها بضع عشرات keV إلى



الشكل ٦ - ٥

حجرة الخلاء وذلك في زمن يمكن أن يبلغ ميلي ثانية . تتحرك الالكترونات داخل الحجرة على دوائر بتأثير الحقل الكهربائي الذي يحرضه الحقل المغنطيسي المتغير . وتزداد شدة B ، خلال التسريع ، بحيث يتحقق استقرار مدار الالكترون . ويتم تسريع الالكترونات خلال زمن ازدياد التوتر المطبق على ملفات المغنطيس من الصفر الى قيمته العظمى اي خلال ربع دور منبع التغذية الكهربائية .

بلغت طاقة الالكترونات في البتاترون الأول الذي صنعه Kerst (عام ١٩٤٠) في جامعة إلينوي (الولايات المتحدة الأمريكية) $2,3 \text{ MeV}$. وقد أمكن ، في عام ١٩٥٣ ، رفع هذه القيمة ، في الجامعة نفسها ، الى 340 MeV . إلا أن هناك حداً لطاقة الالكترون في البتاترون لأن الالكترون يشع ، بسبب دورانه ، أمواجاً كهرومغناطيسية (كأي شحنة كهربائية متسارعة) . والطاقة العظمى التي يمكن بلوغها في البتاترون هي 500 MeV . وبعد ذلك يشع الالكترون من الطاقة الكهرومغناطيسية خلال دورة مايكسبه أثناءها .

لنذكر أخيراً أن طاقة الالكترون يمكن أن تبلغ بضعة GeV في الجهاز المسمى « السنكروترون الالكتروني » .

الفصل السابع

وحدات الاشعاع وأخطاره البيولوجية

٧ - ١ - التعرض - الرونتغن

التعرض مقدار يعبر عن كمية التأين الذي تحدثه اشعة X أو γ في الهواء .
ويقدر بالرونتغن (ورمزه R) الذي يقابل إحداث 1.61×10^{10} زوجا من الايونات في كل كيلو غرام من **الهواء الجاف** (في الشرطين النظاميين) تحمل شحنة كهربائية قدرها 2.58×10^{-4} كولونا . أي ان الرونتغن يسبب تأين 4×10^{10} فقط من ذرات الهواء) .

١٨- إن الطاقة الوسطية اللازمة لإحداث زوج ايوني في الهواء هي 34×10^{-18} جولاً ، ولهذا فإن امتصاص الطاقة في الهواء المقابل لتعرض قدره 1 R هو :

$$1.61 \times 10^{10} \times 5.4 \times 10^{-18} = 8.69 \times 10^{-3} \text{ J/kg of air,}$$

أي ٨.٦٩ ر . جول لكل كيلو غرام من الهواء .

وعلى الرغم من ان الرونتغن ما زال مستعملا بصفة محدودة فإنه ليس بالوحدة الإشعاعية الملائمة : إذ لايجوز تطبيقه إلا على اشعة X و γ وآثارها في **الهواء** . والنسج البشرية هي الوسط المهم عادة ، وتوضع الطاقة فيها اعلى غالبا منه في الهواء . ففي حالة اشعة غاما ذات الطاقات التي تصادف عادة (0.1 — 2 MeV) يساوي توضع الطاقة في **النسج** ، الموافق لتعرض قدره 1 R حوالي 9.6×10^{-3} جولاً في كل كيلو غرام . ولقد أدخل مفهوم الجرعة الممتصة من الإشعاع للتغلب على هذه الصعوبات .

٧ - ٢ - جرعة الإشعاع الممتصة - الغري والراد

الجرعة الممتصة هي مقياس لتوضّع الطاقة ، في أي وسط ، الناجم عن كافة أنواع الإشعاع المؤين . وكان يعبر عن الجرعة الممتصة بالراد (rad : Radiation Absorbed Dose) ويعرّف بأنه توضّع الطاقة بمعدل 0,01 J/kg . ولكن منذ عام ١٩٧٥ أدخلت وحدة جديدة للجرعة الممتصة وهي الغري (Gy) لتكون من وحدات الجملة الدولية SI للوحدات) وتعريفها :

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg} = 100 \text{ rad} .$$

نستنتج مما سبق أن 1 R يعطي جرعة ممتصة مقدارها في الهواء :

$$8,69 \cdot 10^{-3} / 0,01 = 0,869 \text{ rad} ,$$

ومقدارها في النسيج البشرية :

$$9,6 \cdot 10^{-3} / 0,01 = 0,96 \text{ rad} ,$$

ولهذا يكون للتعرض ، مقدرا بـ R ، والجرعة الممتصة ، مقدرة بـ rad ، في كثير من الحالات القيمة نفسها تقريبا . ولنلاحظ انه ينبغي دائما ذكر الوسط الماص . ومن الواضح أن تعرضا قدره 1 R يكافئ جرعة ممتصة في الهواء قدرها 8,69 m Gy (ميلي غري) .

اما المعدل الزمني للجرعة (او معدل الجرعة اختصارا) فيساوي خارج قسمة الجرعة الممتصة على زمن امتصاصها . ويقدر هذا المعدل بـ غري/سنة ، ميلي غري/اسبوع ... (راد/ساعة ، راد/سنة ، ميلي راد/اسبوع ...) .

٧ - ٣ - الجرعة المكافئة - السينقروت والريم

على الرغم من أن الغري (الراد) وحدة فيزيائية كبيرة الفائدة ، فقد تبين أن جرعة ممتصة معينة من أنواع الإشعاع المختلفة لا تحدث بالضرورة نفس الدرجة من الضرر في

الجمل البيولوجية . فقد وجد مثلا ان ١ راد من إشعاع الفا يمكن ان يحدث الضرر البيولوجي الذي يحدثه ٢٠ رادا من إشعاع غاما . فهذا الفرق في الفعالية البيولوجية الإشعاعية ينبغي ان نأخذه بعين الاعتبار إذا أردنا جمع الجرعات الناجمة عن إشعاعات مختلفة للحصول على الجرعة الفعالة البيولوجية الكلية . ويكفي لهذا ان نضرب الجرعة الممتصة ، من كل نوع من الاشعاع ، **بعامل النوعية Q** الذي يعكس قدرة نوع معين من الإشعاع على إحداث الضرر والاذى . ويسمى الجداء المذكور **الجرعة المكافئة** ، وكان يعبر عنها بالريم (rem : Rad Equivalent for Man) حيث :

$$\text{الجرعة المكافئة (ريم)} = \text{الجرعة الممتصة (راد)} \times \text{عامل النوعية } Q$$

ولكن منذ عام ١٩٧٩ أدخلت وحدة جديدة للجرعة المكافئة وهي السيفرت (Sv Sievert) لتكون من وحدات الجملة الدولية (SI) وتعريفها :

$$1 \text{ Sv} = 1 \text{ Gy} \times Q = 100 \text{ rad} \times Q = 100 \text{ rem}$$

وقد تبين ان قيمة عامل النوعية تتوقف على **كثافة التأين** الذي يسببه الإشعاع . فمثلا يولد جسيم الفا نحو عشرة ملايين زوج من الايونات في كل سنتيمتر من مساره في الأنسجة ، بينما يولد جسيم β نحو مئة ألف زوج في السنتيمتر . ويسبب إشعاع غاما تأينا كثافته مماثلة لتلك الناجمة عن إشعاع بيتا . وبما ان كافة أنواع الإشعاع الأخرى تقارن بأشعة غاما ، فقد اتخذ عامل النوعية Q لإشعاع غاما **مساويا الواحد** ومثل ذلك لأشعة β . وعلى هذا يكون عامل النوعية لأشعة الفا مساويا ٢٠ . أما Q للنترونات فيتوقف على طاقتها وتؤخذ عادة القيمة ٢٣ في حالة النترونات الحرارية (أي التي تقع طاقتها في المجال $0 \leq E_n \leq 0,4 \text{ eV}$) . وتؤخذ القيمة ١ للنترونات

السريعة ($E_n \simeq 1 \text{ MeV}$) . ويلخص الجدول الآتي قيم عامل النوعية Q :

نوع الإشعاع	Q
اشعة إكس ، غاما ، بيتا	١
نترونات حرارية	٢٣
نترونات سريعة وبروتونات	١٠
جسيمات الفا	٢٠

مثال : تلقى عامل ، في سنة ، الجرعات الآتية :

أشعة غاما : $0,02 \text{ Gy (2 rad)}$

نترونات حرارية : $0,005 \text{ Gy (0,5rad)}$: N_s

نترونات سريعة : $0,001 \text{ Gy (0,1rad)}$: N_f

ما هي الجرعة المكافئة الكلية التي تلقاها ؟

نقول : الجرعة المكافئة = الجرعة الممتصة $\times Q$. إذن :

جرعة γ المكافئة : $0,02 \text{ Sv (2,0 rem)}$ $= 0,02 \times 1$

جرعة N_s المكافئة : $0,0115 \text{ Sv (1,15 rem)}$ $= 0,005 \times 2,3$

جرعة N_f المكافئة : $0,01 \text{ Sv (1,0 rem)}$ $= 0,001 \times 10$

الجرعة المكافئة الكلية = $0,0415 \text{ Sv (4,15 rem)}$

٧ - ٤ - أخطار الإشعاع

تخرب الطاقة الممتصة من الإشعاع المؤين ، لدى مروره عبر المادة ، الوسط بإحداث تغيرات جزيئية أو تغيير في البنية البلورية . ويتعلق مقدار التخريب الناتج بطبيعة المادة الماصة وطاقة الجسيم وشدة الإشعاع . وتكون الآثار عظيمة في الجزيئات العضوية المعقدة . ولهذا فإن الإشعاعات مضرّة بالنسيج الحية . ويتوقف مقدار التخريب الحادث فيها على الجرعة ومعدل الجرعة . ويجب عند النظر في أخطار الإشعاع على العضوية الحية التمييز بين نوعين من الأضرار :

١ - **الأضرار المرضية** ، وهي قد تؤدي إلى الموت إذا كانت شدتها كافية .

٢ - **الأضرار الوراثية** ؛ فالضرر الذي يصيب الأعضاء التناسلية قد لا يؤثر في الجسم نفسه لكنه يضر الأجيال القادمة . فالتشعيع المتواصل لكافة السكان، ولو كان ضعيفاً، يمكن أن يؤدي إلى انقراضهم في المستقبل . ويمكن لجرعة قدرها ١ سيفرت $= 100$

ريم ان تحدث آثاراً مميتة فيما بعد ، إذا شملت الجسم كله ، وذلك عن طريق إحداث فقر الدم والسرطان .

لقد كان يعتقد ان جرعة أسبوعية مقدارها ميلي سيفرت ($1 \text{ m Sv} = 100 \text{ m rem}$) اي جرعة سنوية قدرها $50 \text{ m Sv} = 5 \text{ rem}$ لا تسبب ضرراً . إلا ان هذا يبدو الآن غير صحيح تماما : فالإحصاءات الامريكية تشير إلى أن متوسط عمر المتخصصين في الأشعة أقصر بخمس سنوات من الأطباء الآخرين على الرغم من اتخاذهم كافة الإجراءات الممكنة لإنقااص الجرعات التي تتلقاها أجسامهم .

هذا وإن آثار الإشعاع على الأعضاء التناسلية اخطر بكثير لان هذه الآثار تجمعية، بمعنى أن جرعة معينة تحدث الضرر نفسه سواء أخذت دفعة واحدة أو موزعة على عدة سنين . وعندما يمر الإشعاع عبر الخلايا الجنسية فإنه يؤثر على صبغيات (كروموسومات) نواة الخلية محدثاً تغيرات يمكن أن تتجلى على شكل طفرات (تغيرات فجائية) في الذرية . وتكاد تكون هذه الطفرات كلها مؤذية .

إننا جميعاً نتعرض في الأحوال العادية إلى طفرات طبيعية تعود إلى حد كبير إلى الحركة الاهتزازية لجزيئات أجسامنا وإلى النشاط الإشعاعي لمواد الأرض وإلى الأشعة الكونية . وتعتبر الجرعة الإجمالية من الإشعاع التي يتلقاها الإنسان منذ ولادته حتى سن الأربعين مساوية $4,4 \text{ rem} = 44 \text{ m Sv}$. ويتضاعف هذا الرقم تقريباً إذا أضيفت إليه الجرعات الإضافية التي يتلقاها المرء عند طبيب الأسنان أو طبيب الأشعة . فالصورة الشعاعية تعادل جرعة موضعية تساوي $0,5 - 2,0 \text{ m Sv}$ ($0,20 - 0,05 \text{ rem}$) والصورة الشعاعية السنوية $40 - 50 \text{ m Sv}$ ($4 - 5 \text{ rem}$) .

ومع ذلك يسمح في حالات الطوارئ بأخذ جرعة لا تتجاوز $10 \text{ rem} = 100 \text{ m Sv}$ لإنقاذ تجزيئات ثمينة ، وجرعة لا تتجاوز $1 \text{ Sv} = 100 \text{ rem}$ لإنقاذ حياة إنسان . ويقصد بهذين الرقمين تشعيع الجسم بكامله . أما إذا كانت الجرعة موضعية جداً فيمكن أن يصل مقدارها إلى مئات الريم . فمثلاً لمعالجة السرطان تعطى جرعة موضعية جداً لتخريب الورم الخبيث تقع قيمتها في المجال $5 - 100 \text{ Sv}$ ($500 - 10000 \text{ rem}$) .

لنذكر بهذه المناسبة أن الميناء المشع لساعة اليد يعطي وحده ٣٨٠ ميلي سيفرت/سنة (٣٨ ريم/سنة) ، ولكن هذه الجرعة موضعية جداً .

ولنذكر أخيراً أن دفاع الجسم البشري ضد إشعاع المواد النشطة إشعاعياً ضعيف من دفاعه ضد الإشعاعات الأخرى . فمثلاً ٦٠٠ ميكروسيثرت/اسبوع (٦٠ ميلي ريم/اسبوع) من أشعة X تحدث ضرراً للجسم الذي يتعرض لها برغم أنها تكافئ استطاعة قدرها ١٠^{-٨} واط ، بينما يستطيع الإنسان أن يتلقى دون خطر ، بكامل جسمه وطول حياته ، واطاً كاملاً من الإشعاع الشمسي .

ويبين الجدول الآتي مدى الإشعاعات النووية في الهواء والأنسجة الحية .

الإشعاع	المدى في الهواء	المدى في الأنسجة
α	٣ سم	٠.٤ ر. ملم
β	٣٠٠ سم	٥ ملم
γ و X	كبير جداً	تعبر الجسم
نترونات بطيئة	كبير جداً	١٥ سم
نترونات سريعة	كبير جداً	تعبر الجسم

يتبين من هذا الجدول أن أشعة α تمتاز بسهولة كبيرة . ويكفي عادة لإيقافها قطعة رقيقة من الورق . ولهذا فإن الوقاية من أشعة α ليست مشكلة . أما أشعة β فهي أشد نفوذاً من α وتتطلب الوقاية منها (فيما يخص الطاقات 10 - 1 MeV) استخدام صفائح من اللدائن (Perspex) تصل ثخانتها إلى ١ سنتيمتر كي تمتصها امتصاصاً تاماً . إن سهولة الوقاية من أشعة β تعطي انطباعاً خاطئاً بأنها ليست خطيرة خطورة أشعة γ أو النترونات ، ولهذا كثيراً ما تحمل منابع β ، كبيرة ومكشوفة ، باليد مباشرة ، وهذا عمل خطر جداً : فمعدل الجرعة الممتصة على مسافة ٣ ملم من منبع β نموذجي شدته ٣٧ ميغابكرل = ١ ميلي كوري (1 m Ci = 37 M Bq) هو تقريباً ٣٠ غري/ساعة (٣٠٠٠ راد/ساعة) .

أما أشعة X و γ فالوقاية التامة منها غير ممكنة عملياً . ومع ذلك يمكن إنقاص الجرعات الناتجة عنها باستعمال صفائح رصاصية سميكة . فالكوبالت - ٦٠ المشع يصدر أشعة γ طاقتها 1,17 MeV وكذلك 1,33 MeV . وتهبط شدة هذه الأشعة إلى النصف بعد اختراقها صفيحة من الرصاص سمكها ٢,٥ سم .

الجدول الدوري

Chemical Elements

	VII		VIII	
VI	I 1.0079 Hydrogen	II 4.00260 Helium		
8 15.9994 Oxygen	9 18.99840 Fluorine	10 20.179 Neon		
16 32.06 Sulphur	17 35.453 Chlorine	18 39.948 Argon		
Cr 24 51.996 Chromium	Mn 25 54.9380 Manganese	Fe 26 55.847 Iron	Co 27 58.9332 Cobalt	Ni 28 58.71 Nickel
34 78.96 Selenium	35 79.904 Bromine	36 83.80 Krypton		
Mo 42 95.94 Molybdenum	Tc 43 98.9062 Technetium	Ru 44 101.07 Ruthenium	Rh 45 102.9055 Rhodium	Pd 46 106.4 Palladium
52 127.60 Tellurium	53 126.9045 Iodine	54 131.30 Xenon		
W 74 183.85 Tungsten	Re 75 186.207 Rhenium	Os 76 190.2 Osmium	Ir 77 192.22 Iridium	Pt 78 195.08 Platinum
84 [209] Polonium	85 [210] Astatine	86 [222] Radon	Symbol of element <div style="display: flex; align-items: center;"> <div style="border: 1px solid black; padding: 2px; margin-right: 10px;"> Li 3 6.941 Lithium </div> <div> — Atomic number — Atomic mass </div> </div>	

ANIDES

Tb 65 158.9254 Terbium	Dy 66 162.50 Dysprosium	Ho 67 164.9304 Holmium	Er 68 167.26 Erbium	Tm 69 168.9342 Thulium	Yb 70 173.04 Ytterbium	Lu 71 174.97 Lutetium
------------------------------	-------------------------------	------------------------------	---------------------------	------------------------------	------------------------------	-----------------------------

NIDES

Bk 97 [247] Berkelium	Cf 98 [251] Californium	Es 99 [254] Einsteinium	Fm 100 [257] Fermium	Md 101 [258] Mendelevium	(No) 102 [259] (Nobelium)	(Lr) 103 [260] (Lawrencium)
-----------------------------	-------------------------------	-------------------------------	----------------------------	--------------------------------	---------------------------------	-----------------------------------

للعناصر الكيميائية

Periodic Table of the

Periods	GROUPS OF ELEMENTS					
I	II	III	IV	V		
2	Li 6.941 Lithium	Be 9.01218 Beryllium	5 B 10.81 Boron	6 C 12.011 Carbon	7 N 14.0067 Nitrogen	
3	Na 22.98977 Sodium	Mg 24.305 Magnesium	13 Al 26.98154 Aluminium	14 Si 28.086 Silicon	15 P 30.97376 Phosphorus	
4	K 39.098 Potassium	Ca 40.08 Calcium	Sc 44.9559 Scandium	Ti 47.90 Titanium	V 50.9414 Vanadium	
	29 Cu 63.546 Copper	30 Zn 65.38 Zinc	31 Ga 69.72 Gallium	32 Ge 72.59 Germanium	33 As 74.9216 Arsenic	
5	Rb 85.4678 Rubidium	Sr 87.62 Strontium	Y 88.9059 Yttrium	Zr 91.22 Zirconium	Nb 92.9064 Niobium	
	47 Ag 107.868 Silver	48 Cd 112.40 Cadmium	49 In 114.82 Indium	50 Sn 118.69 Tin	51 Sb 121.75 Antimony	
6	Cs 132.9054 Cesium	Ba 137.34 Barium	La* 57 138.9055 Lanthanum	Hf 178.49 Hafnium	Ta 180.9479 Tantalum	
	79 Au 196.9665 Gold	80 Hg 200.59 Mercury	81 Tl 204.37 Thallium	82 Pb 207.2 Lead	83 Bi 208.9804 Bismuth	
7	Fr 87 [223] Francium	Ra 88 226.0254 Radium	Ac** 89 [227] Actinium	Ku 104 [261] Kurchatovium	(Nc) 105 (261) (Nielsborium)	
*LANTH						
Ce 58 140.12 Cerium	Pr 59 140.9077 Praseodymium	Nd 60 144.24 Neodymium	Pm 61 [145] Promethium	Sm 62 150.4 Samarium	Eu 63 151.96 Europium	Gd 64 157.25 Gadolinium
**ACTI						
Th 90 232.0381 Thorium	Pa 91 231.0359 Protactinium	U 92 238.029 Uranium	Np 93 237.0482 Neptunium	Pu 94 [244] Plutonium	Am 95 [243] Americium	Cm 96 [247] Curium

الملحق الثاني

قائمة جزئية بالنظائر

إن قيم الكتل النظرية محسوبة على أساس الكربون ١٢ . وقد أشير إلى النظائر المشعة الطبيعية بـ (NR) . والأعداد الكتلية الواردة للعناصر المشعة (R) هي لأطول النظائر عمرا .

At. no. Z	Element	Symbol	Mass no., A	Isotopic mass, u	Relative abundance, %	No. of Isotopes	
						Stable	Radioactive
0	Neutron	n	1 (R)	1.008665		0	1
1	Hydrogen	H	1	1.007825	99.985	2	1
		D	2	2.01410 [*]	0.015		
		T	3 (NR)				
2	Helium	He	3	3.01603	0.00013	2	3
			4	4.00260	100		
3	Lithium	Li	6	6.01513	7.42	2	3
			7	7.01601	92.58		
4	Beryllium	Be	9	9.01219	100	1	6
5	Boron	B	10	10.01294	19.79	2	4
			11	11.00931	80.22		
6	Carbon	C	12	12.00000	98.89	2	6
			13	13.00335	1.11		
7	Nitrogen	N	14	14.00307	99.63	2	5
			15	15.00011	0.37		
8	Oxygen	O	16	15.99491	99.759	3	5
			17	16.99914	0.037		
			18	17.99916	0.204		
9	Fluorine	F	19	18.99840	100	1	5
10	Neon	Ne	20	19.99244	90.92	3	5
			21	20.99395	0.257		
			22	21.99138	8.82		
11	Sodium	Na	23	22.98977	100	1	4
12	Magnesium	Mg	24	23.98504	78.70	3	5
			25	24.98584	10.13		
			26	25.98259	11.17		
13	Aluminum	Al	27	26.98153	100	1	7
14	Silicon	Si	28	27.97693	92.21	3	5
15	Phosphorus	P	31	30.97376	100	1	6
16	Sulfur	S	32	31.97207	95.0	4	4

At. no. Z	Element	Symbol	Mass no., A	Isotopic mass, u	Relative abundance, %	No. of isotopes	
						Stable	Radio-active
17	Chlorine	Cl	35 37	34.96885 36.96590	75.53 24.47	2	7
18	Argon	Ar	40	39.96238	99.60	3	6
19	Potassium	K	39 40 (NR) 41	38.96371 40.96184	93.10 0.0118 6.88	2	9
20	Calcium	Ca	40 44	39.96259 43.95594	96.97 2.06	6	8
21	Scandium	Sc	45	44.95592	100	1	11
22	Titanium	Ti	48	47.94795	73.94	5	5
23	Vanadium	V	50 (NR) 51	49.9472 50.9440	0.24 99.76	1	9
24	Chromium	Cr	52 53	51.9405 52.9407	83.76 9.55	4	7
25	Manganese	Mn	55	54.9381	100	1	8
26	Iron	Fe	56 57	55.9349 56.9354	91.66 2.19	4	6
27	Cobalt	Co	59	58.9332	100	1	10
28	Nickel	Ni	58 60	57.9353 59.9303	67.88 26.23	5	7
29	Copper	Cu	63 65	62.9298 64.9278	69.09 30.91	2	9
30	Zinc	Zn	64 66 68	63.9291 65.9260 67.9249	48.89 27.81 18.57	5	8
31	Gallium	Ga	69 71	68.9256 70.9247	60.4 39.6	2	12
32	Germanium	Ge	70 72 74	69.9242 71.9221 73.9212	20.52 27.43 36.54	4	10
33	Arsenic	As	75	74.9216	100	1	14
34	Selenium	Se	78 80	77.9173 79.9165	23.52 49.82	6	11
35	Bromine	Br	79 81	78.9183 80.9163	50.54 49.46	2	16

الملاحق الثاني

الملاحق الثاني

At. no. Z	Element	Symbol	Mass no., A	Isotopic mass, u	Relative abundance, %	No. of isotopes	
						Stable	Radio- active
36	Krypton	Kr	82 83 84 86	81.9135 82.9141 83.9115 85.9106	11.56 11.55 56.90 17.37	6	16
37	Rubidium	Rb	85 87	84.9117	72.15 27.85	1	16
38	Strontium	Sr	88	87.9056	82.56	4	12
39	Yttrium	Y	89	88.9056	100	1	14
40	Zirconium	Zr	90 92 94	89.9047 91.9050 93.9063	51.46 17.11 17.40	5	9
41	Niobium (or Columbium, Cb)	Nb	93	92.9064	100	1	13
42	Molybdenum	Mo	92 95 96 98	91.9068 94.9058 95.9047 97.9054	15.84 15.72 16.53 23.78	7	10
43	Technetium	Tc	99 (R)			0	14
44	Ruthenium	Ru	102 104	101.9043 103.9054	31.61 18.58	7	9
45	Rhodium	Rh	103	102.9055	100	1	14
46	Palladium	Pd	105 106 108	104.9051 105.9035 107.9039	22.23 27.33 26.71	6	12
47	Silver	Ag	107 109	107.9051 108.9047	51.82 48.18	2	14
48	Cadmium	Cd	110 111 112 113 114	109.9030 110.9042 111.9028 112.9046 113.9034	12.39 12.75 24.07 12.26 28.86	8	11
49	Indium	In	113 115 (NR)	112.9043 114.9039	4.28 95.72	1	18
50	Tin	Sn	116 118 119 120	115.9017 117.9016 118.9033 119.9022	14.30 24.03 8.58 32.85	10	15
51	Antimony	Sb	121 123	120.9038 122.9042	57.25 42.75	2	22

الملحق الثاني

At. no., Z	Element	Symbol	Mass no., A	Isotopic mass, u	Relative abundance, %	No. of isotopes	
						Stable	Radiation-active
52	Tellurium	Te	123 (NR) 126 128 130	122.9043 125.9033 127.9045 129.9062	0.87 18.71 31.79 34.48	8	16
53	Iodine	I	127	126.9045	100	1	22
54	Xenon	Xe	129 131 132	128.9048 130.9051 131.9042	26.44 21.18 26.89	9	16
55	Cesium	Cs	133	132.9051	100	1	20
56	Barium	Ba	137 138	136.9056 137.9050	11.32 71.66	7	14
57	Lanthanum	La	138 (NR) 139	137.9068 138.9061	0.089 99.911	1	20
58	Cerium	Ce	140 142 (NR)	139.9053 141.9090	88.48 11.07	3	16
59	Praseodymium	Pr	141	140.9074	100	1	14
60	Neodymium	Nd	142 144 (NR) 146	141.9075 143.9099 145.9127	27.11 23.85 17.22	6	8
61	Promethium	Pm	145 (R)			0	14
62	Samarium	Sm	147 (NR) 148 (NR) 149 (NR) 152 154	146.9146 147.9146 148.9169 151.9195 153.9209	14.97 11.24 13.83 26.72 22.71	4	14
63	Europium	Eu	151 153	150.9196 152.9209	47.82 52.18	2	16
64	Gadolinium	Gd	152 (NR) 156 158 160	151.9195 155.9221 157.9241 159.9271	0.20 20.47 24.87 21.90	6	12
65	Terbium	Tb	159	158.9250	100	1	17
66	Dysprosium	Dy	156 (NR) 162 163 164	155.9238 161.9265 162.9284 163.9288	0.052 25.33 24.97 28.18	6	13
67	Holmium	Ho	165	164.9303	100	1	18
68	Erbium	Er	166 167 168	165.9304 166.9320 167.9324	33.41 22.94 27.07	6	12

الملحق الثاني

At. no. Z	Element	Symbol	Mass no., A	Isotopic mass, u	Relative abundance, %	No. of isotopes	
						Stable	Radio- active
69	Thulium	Tm	169	168.9344	100	1	17
70	Ytterbium	Yb	172 174	171.9366 173.9390	21.82 31.84	7	10
71	Lutetium	Lu	175 176 (NR)	174.9409	97.41 2.59	1	15
72	Hafnium	Hf	174 (NR) 178 180	173.9403 177.9439 179.9468	0.18 27.14 35.24	5	13
73	Tantalum	Ta	181	180.9480	99.988	2	13
74	Tungsten (Wolfram)	W	182 184 186	181.9483 183.9510 185.9543	26.41 30.64 28.14	5	10
75	Rhenium	Re	185 187 (NR)	184.9530 186.9560	37.07 62.93	1	14
76	Osmium	Os	190 192	189.9586 191.9612	26.4 41.0	7	8
77	Iridium	Ir	191 193	190.9609 192.9633	37.3 62.7	2	15
78	Platinum	Pt	190 (NR) 194 195 196	189.9600 193.9628 194.9648 195.9650	0.0127 32.9 33.8 25.3	5	16
79	Gold	Au	197	196.9666	100	1	18
80	Mercury	Hg	199 200 202	198.9683 199.9683 201.9706	16.84 23.13 29.80	7	14
81	Thallium	Tl	203 205 207 (NR)	202.9723 204.9745	29.50 70.50	2	18
82	Lead	Pb	204 (NR) 206 207 208	203.9731 205.9745 206.9759 207.9766	1.48 23.6 22.6 52.3	3	18
83	Bismuth	Bi	209 210 (NR)	208.9804	100	1	18
84	Polonium	Po	210 (NR)	209.9829		0	27
85	Astatine	At	210 (NR) 211 (NR)	210.9875		0	20
86	Radon	Rn	222 (NR)	222.0175		0	18

الملحق الثاني

At. no. Z	Element	Symbol	Mass no., A	Isotopic mass, u	Relative abundance, %	No. of Isotopes	
						Stable	Radio- active
87	Francium	Fr	223 (NR)	223.0198		0	18
88	Radium	Ra	226 (NR)	226.0254		0	13
89	Actinium	Ac	227 (NR)	227.0278		0	11
90	Thorium	Th	232 (NR)	232.0382		0	13
91	Protactinium	Pa	231 (NR)	231.0359		0	12
92	Uranium	U	234 (NR) 235 (NR) 238 (NR)	234.0409 235.0439 238.0508	0.0057 0.72 99.27	0	14
93	Neptunium	Np	237 (R)	237.0480		0	11
94	Plutonium	Pu	239 (R) 242 (R) 244 (R)	239.0522 242.0587		0	15
95	Americium	Am	241 (R) 243 (R)	241.0567 243.0614		0	10
96	Curium	Cm	243 (R) 247 (R)	243.0614		0	13
97	Berkelium	Bk	247 (R)	247.0702		0	8
98	Californium	Cf	251 (R)			0	11
99	Einsteinium	Es	254 (R)	254.0881		0	11
100	Fermium	Fm	257 (R)			0	11
101	Mendelevium	Md	256 (R)			0	2
102	Nobelium	No	255 (R)			0	3
103	Lawrencium	Lw	257 (R)			0	1
104			260 (R)			0	1

الملحق الثاني

الملحق الثالث :

فهرس المصطلحات العلمية منسوقة على حروف المعجم

ا

Photo electric Effect	اثر فوتوكهربائي	١ -
Tunnel Effect	اثر نفقي	٢ -
Radioactive Series	اسرة مشعة	٣ -
Neutron Radiative Capture	اثر نتروني مشع	٤ -
Cosmic Rays	اشعة كونية	٥ -
Auger Electrons	إلكترونات أوجيه	٦ -
Ion Diffusion	انتشار الايون	٧ -
After Discharge	انفراغ عاقب	٨ -
Self - sustained Gas Discharge	انفراغ مستديم ذاتيا	٩ -
Internal Conversion	انقلاب داخلي	١٠ -
Isobar	ايزوبار	١١ -
Isotone	ايزوتون	١٢ -
Isomer	ايزومير	١٣ -
Nuclear Isomerism	ايزوميرية نووية	١٤ -
Ion	ايون	١٥ -

ب

Fine Structure	بنية دقيقة	١٦ -
Hyper Fine Structure	بنية فوق دقيقة	١٧ -
Betatron	بيتاترون	١٨ -

ت

Primary Ionization	١٩- تأيين أولي
Secondary Ionization	٢٠- تأيين ثانوي
Specific Ionization	٢١- تأيين نوعي
Double Focussing	٢٢- تبشير مضاعف
Elastic Scattering	٢٣- تبعثر مرن
Resonance	٢٤- تجاوب
Irradiation	٢٥- تشعيع
Configurations	٢٦- تشكيلات
Gas Amplification	٢٧- تضخيم غازي
Exposure	٢٨- تعرض
Pick-up Reaction	٢٩- تفاعل النشل (او الالتقاط)
Stripping Reaction	٣٠- تفاعل التجريد
Transmutation	٣١- تقليب (تحويل)
Avalanche	٣٢- تكاثر وإبلي
Radioactive Contamination	٣٣- تلوث إشعاعي
Transient Equilibrium	٣٤- توازن انشغالي
Secular Equilibrium	٣٥- توازن دائم (ابدى)
Voltage	٣٦- توتر (فولتية)
Saturation Current	٣٧- تيار الإشباع

ج

Radiation Absorbed Dose	٣٨- جرعة الإشعاع الممتصة
Dose Equivalent	٣٩- جرعة مكافئة
Particle (antiparticle)	٤٠- جسيم (جسيم مضاد)
Recording System	٤١- جهاز التسجيل

ح

Ground State	حالة أساسية	٤٢-
Virtual State	حالة افتراضية	٤٣-
Excited State	حالة مثارة	٤٤-
Flat Ionization Chamber	حجرة تأين مستوية	٤٥-

د

Coincidence Circuits	دارات الانطباق	٤٦-
Anti - coincidence, Circuits	دارات الانطباق المضاد	٤٧-
Half - life	دور (عمر النصف)	٤٨-

ذ

Recovery Time	زمن الاستعادة	٤٩-
Emission Decay Time	زمن اضمحلال الضوء	٥٠-
Resolving Time	زمن الفصل	٥١-
Dead Time	زمن ميت	٥٢-

س

Sievert	سيفرت	٥٣-
Cyclotron	سكلوترون	٥٤-
Synchro-cyclotron	سنكرو سكلوترون	٥٥-
Plateau	سواء	٥٦-

ط

Binding Energy	طاقة ارتباط	٥٧-
----------------	-------------	-----

ج

Quality Factor	٥٨- عامل النوعية
Proportional Counter	٥٩- عداد تناسبي
Self - quenching Counter	٦٠- عداد ذاتي الإطفاء
Non - self - quenching Counter	٦١- عداد غير ذاتي الإطفاء
Geiger - Muller Counter	٦٢- عداد غايفر - مولر
Halogen Counter	٦٣- عداد هالوجيني
Scintillation Counter	٦٤- عداد الوميض
Level Width	٦٥- عرض السوية
Electric Quadrupole Moment	٦٦- عزم كهربائي رباعي
Service life (of a counter)	٦٧- عمر العداد
Half - life	٦٨- عمر النصف (العمر النصف)

ك

Gas - filled Detector	٦٩- كاشف مملوء بالفاز
Detection	٧٠- كشف
Conversion Efficiency	٧١- كفاية التحويل
Current Detectors	٧٢- كواشف التيار
Pulse Detectors	٧٣- كواشف نابضة
Quantum (Quanta)	٧٤- كوانت (كوانتات)

م

Transuranium	٧٥- ما بعد الأورانيوم
Photoelectric Multiplier	٧٦- مضاعف فوتوكهربائي
Recorder (Scaler)	٧٧- معداد
Pulse Counting Rate	٧٨- معدل عدّ النبضات

Dose Rate	٧٩- معدل الجرعة
Nuclear Rate	٨٠- مغنطون نووي
Resolving Power	٨١- مقدرة الفصل
Counting Characteristic	٨٢- مميز العد
Volte - ampere Characteristic	٨٣- المنحني المميز فولت - أمبير

ن

Voltage Pulse	٨٤- نبضة توتر
Spurious Count	٨٥- نبضة زائفة
Delayed Neutron	٨٦- نوترون متأخر
Radivactivity	٨٧- نشاط إشعاعي
Activity	٨٨- نشاط (معدل التفكك)
Regularity	٨٩- نظامية
Isotope	٩٠- نظير
Nucleon	٩١- نكلون
Nuclide	٩٢- نكليد
Nucleus (nuclei)	٩٣- نواة (نوى)

هـ

Ortho - hydrogen	٩٤- هيدروجين سوي
Para - hydrogen	٩٥- هيدروجين شاذ

و

Phosphor, Scintillator (Phosphorus)	٩٦- وامض (بينما فسفور)
Relative Abundance	٩٧- وفرة نسبية
amu (Atomic Mass Unit)	٩٨- و.ك.ذ. (وحدة الكتلة الذرية)

الملحق الرابع : ثبت المراجع

(آ) بالعربية :

الفيزياء الحديثة للجامعات .

تأليف : ريتشاردز ، وير ، سيرز ، زيمانسكي .

ترجمة الاساتذة : عبد الرزاق قدورة ، وجيه السمان ، احمد محمود الحصري .

مديرية الكتب الجامعية - دمشق ١٩٧٣ .

1. К.Н.МУХИН,
Введение в Ядерную Физику.Атомиздат,Москва,1965.
2. М.И.КОРСУНСКИЙ,
Оптика,стоеение атома,атомное ядро.
Гос.Из.Физ.Мат.Лит.Москва,1962.
3. Л.ЛАНДАУ и Я.СМОРОДИНСКИЙ,
Лекции по теории атомного ядра.
Гос.Изд.Тех.-Теор.Лит.Москва,1955.
4. Ю.В.ШОЛЬСКИЙ,
Атомная Физика, Том II,
Гос.Изд.Тех.-Теор.Лит.Москва,1950,Ленинград.

1. David Halliday,
Introductory Nuclear Physics, 2 nd Edition,
John Wiley & Sons, INC. , New York, London.
2. W. E. Burcham,
Nuclear Physics, an introduction, 2nd Edition.
Longman. London
3. V. E. LEVIN,
Nuclear Physics and Nuclear Reactors,
Mir Publishers, Moscow, 1981.
4. A. KLIMOV,
Nuclear Physics and Nuclear Reactors,
Mir Publishers. Moscow, 1975.
5. R. Lapp and H. Andrews,
Nuclear Radiation Physics, 2 d Edition (1954) and 4 th Edition (1972).
Printice - Hall, Inc New York.
6. A. Martin and S. A. Harbison,
An Introduction to Radiation Protection, 2 d Edition ,
Chapman and Hall. (1979). London.
7. Oldenberg and Holladay,
Introduction to Atomic and Nuclear Physics, 4 th Edition,
Mc Graw - Hill Book Company. (1967). New York.
8. Derek L. Livesey,
Atomic and Nuclear Physics,
Blaisdell Publishing Company (1966).
9. S. Glasstone,
Sourcebook on Atomic Energy, 2 d Edition,
D. Van Nostrand Company, Inc (1958), London, New York.
10. Wehr and Richards,
Physics of the Atom, 2 d Edition,
Addison - Wesley Publishing Company (1974), Amsterdam,
London.

(د) بالفرنسية

1. D. Blanc,
Physique Nucléaire,
2^e éd. (1980). Masson et Cie. Paris.
2. W. Meyerhof,
Eléments de Physique Nucléaire,
Dunod Université 627, (1970). Paris.
3. Gremy et Perrin,
Eléments de Biophysique, tomes I et II.
Edition Flammarion, (1971). Paris.
4. P. Fleury et J. P. Mathieu,
Physique Générale et Expérimentale, tome 8.
Editions Eyrolles, Paris.